Phys. g. 628 a (1

16. a. 5. k.
02571

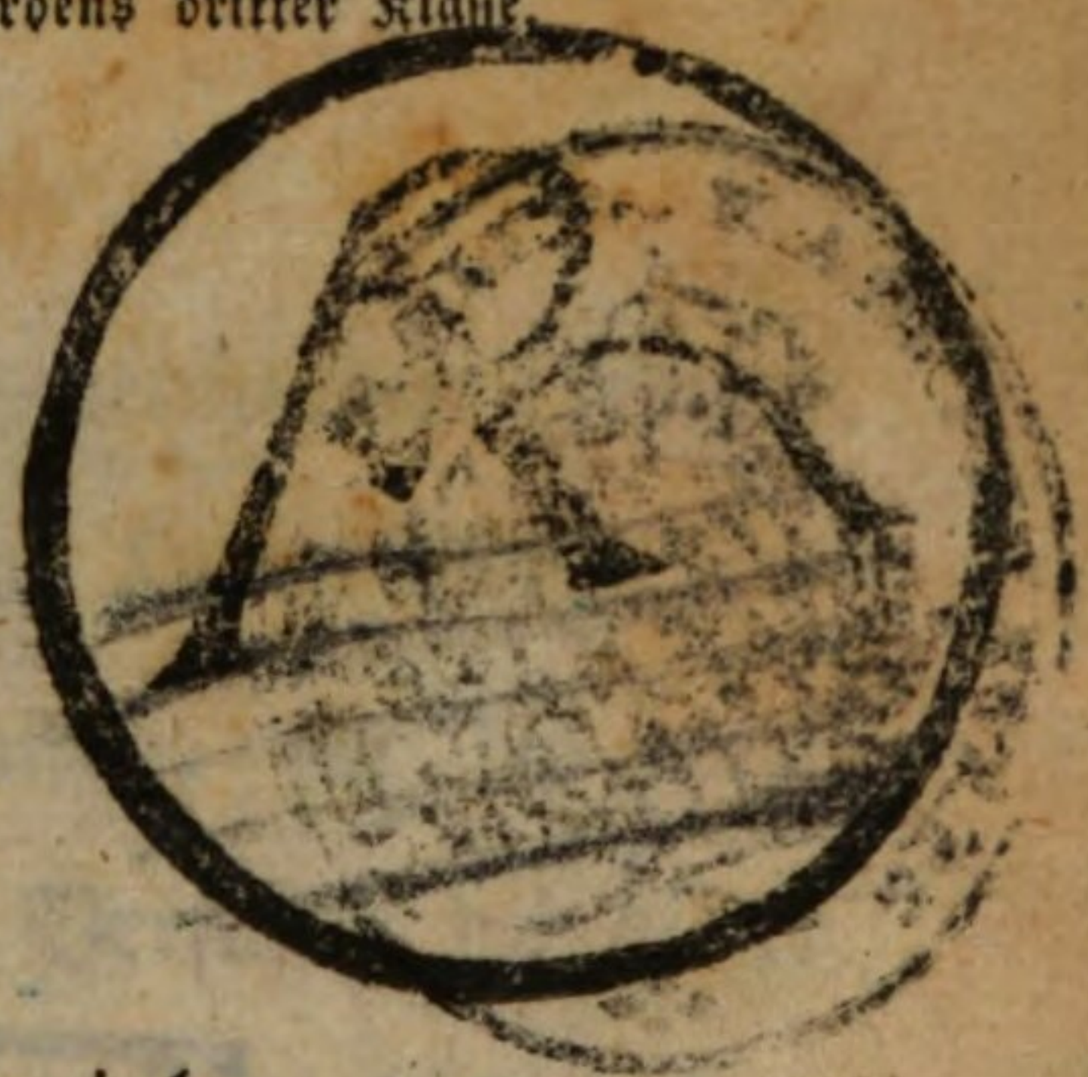
Lehrbuch
der
mechanischen Naturlehre

K. B. ARTILLERIE REGIMENT
PRINZ LUITPOLD

von

Ernst Gottfried Fischer,

ordentlichem Mitglied der Königl. Akademie der Wissenschaften, und andrer gelehrten Gesellschaften; außerordentlichem Professor an der Königl. Universität in Berlin; ordentlichem Professor an dem Gymnasium zum grauen Kloster ꝛc.; Ritter des rothen Adler-Ordens dritter Klasse.



Erster Theil,

welcher die Lehre von den Körpern im Allgemeinen, von den festen Körpern, von der Wärme, von den tropfbaren und luftförmigen Körpern enthält.

Dritte sehr vermehrte und verbesserte Auflage.
Mit 7 Kupfern, von denen 4 zum ersten und 3 zum zweiten Theil gehören.

Berlin und Leipzig, in G. C. Nauck's Buchhandlung.
1827.

52 Gd 167/955 Fischer Naturlehre 1
BS dir

Bayerische Staatsbibliothek München

Altbestand 62141

Wehrkreis-bücherei VII München

Gedruckt in G. C. Rauck's Buchdruckerei zu Berlin.

Vorwort.

Der Verfasser fühlt sich verpflichtet seinem Freunde und Amtsgenossen, dem Herrn Oberlehrer Dr. Zelle, öffentlich zu danken, für die viele Hülfleistung, wodurch er den Verfasser bei dieser dritten Ausgabe freundlich unterstützt hat, besonders durch sehr sorgfältige Correctur des Druckes, und der Kupfer, und durch Anfertigung des Registers.

Da übrigens der Druck schon vor mehreren Monaten vollendet war, und nur die Vollendung der Kupfer ungebührlich verzögert worden ist,

so hat der Verfasser zu einigen Nachträgen Zeit gewonnen, die größtentheils einige neuere, erst während des Druckes bekannt gewordene Entdeckungen oder Erfindungen betreffen.

Geschrieben im September 1826.

Der Verfasser.

Nachträge.

I. Zur Hydraulik. (S. 306).

Es ist ein Versehen des Verfassers, daß in der Hydraulik (Th. I. Cap. XXVI.) die Wellen-Bewegung tropfbarer Flüssigkeiten ganz unerwähnt geblieben ist. Da es aber, um der Akustik und Optik willen, nöthig ist, daß der Anfänger von dieser Art von Bewegung einen richtigen und deutlichen Begriff habe, so bittet der Verfasser, in dem angeführten Capitel zwischen §. 19 und 20 (S. 306.) folgenden §. als den 20sten einzuschalten, und daher, dem jetzigen 20sten §., die Zahl 21 zu geben.

Wellen-Bewegung tropfbarer Flüssigkeiten.

§. 20. Eine eigentlich nur bei Flüssigkeiten statt findende Art von Bewegung, ist die Wellen-Bewegung (Undulatio). Sie entsteht, wenn ein Körper in eine tropfbare Flüssigkeit geworfen wird, oder wenn ein Luftstrom über die Oberfläche derselben hinstreicht, oder überhaupt, wenn ein Theil der Oberfläche auf irgend eine Art unter den wagerechten Stand derselben herabgedrückt wird. Man nimmt sie unmittelbar bloß auf der Oberfläche wahr; aber aus den Grundsätzen der Hydrostatik ist klar, daß die Oberfläche nicht in Bewegung kommen kann, ohne die tiefer liegenden Theile mit in Bewegung zu setzen.

Eigentlich besteht diese Bewegung in einem abwechselnden Steigen und Sinken der Wassertheile, wobei die Dauer des Steigens und Fallens, so lange sie nicht durch eine anderweitige Kraft gestört wird, wie die Schwingungen eines Pendels gleichzeitig bleibt. Man begreift aber leicht, daß keine in der Oberfläche befindliche Wassermasse sinken oder steigen kann, ohne das seitwärts liegende Wasser mit in Bewegung zu setzen, und es im ersten Fall zum Steigen, im andern zum Sinken zu bringen. Daher pflanzt sich die Wellenbewegung von der Stelle aus, wo sie entsteht in horizontaler Richtung fort, ohne daß das Wasser selbst dadurch eine merkliche horizontale Bewegung annimmt. Geht die Bewegung von einer einzigen kleinen Stelle aus, so sind die Wellen kreisförmig. Wirkt die erregende Kraft in einer stätigen Linie, so sind die Wellen auf mancherlei Art gekrümmt. Besonders bemerkenswerth ist noch der Umstand, daß mehrere Wellenbewegungen zu gleicher Zeit auf der Oberfläche entstehen, und sich auf mancherlei Art durchkreuzen können, ohne daß eine die andere stört. Wellen können sowohl auf ruhig stehendem, als auf fließendem Wasser erreget werden, nur nehmen sie im letzten Fall, an der strömenden Bewegung Theil, d. h. die steigenden und sinkenden Wassertheile, also die Wellen, rücken zugleich in der Richtung des Stromes fort.

An ruhigem Wasser kann man leicht belehrende Beobachtungen über die Beschaffenheit solcher Bewegungen machen, wenn man einen oder mehrere kleine Steinchen hineinwirft. Schwimmen auf einer solchen Oberfläche kleine leichte Körperchen, so kann man deutlich sehen, daß an solchen Stellen, die Wassertheile nur steigen und sinken, nicht seitwärts fortrücken. — Wirft

man mehrere kleine Körper hinein, so entstehen mehrere kreisförmige Wellenfolgen, die einander durchschneiden, ohne sich zu stören. Stoßen kreisförmige Wellen gegen einen festen Widerstand, so werden sie zurück geworfen, bogenförmig, wenn der widerstehende Körper gerade ist; mannichfaltig gekrümmt, wenn er von unregelmäßiger Gestalt ist.

Eine weitere Ausführung der Gesetze dieser Bewegungen liegt außer den Gränzen der Anfangsgründe, welche sich bloß darauf beschränken müssen, den Begriff solcher Bewegungen möglichst deutlich, und vollständig zu entwickeln. In dieser Rücksicht fügen wir noch folgendes hinzu.

Undulationen oder Wellen gehören zu der allgemeinen Classe von Bewegungen, die man pendelartige Schwingungen, Vibrationen, oder wenn die Wege der Bewegung sehr klein sind, Oscillationen nennt: nur gestalten sie sich begreiflich bei Flüssigkeiten anders als bei festen Körpern. Sie entstehen bei jenen allezeit, wenn ein einzelner Theil durch irgend eine Kraft schnell aus seiner Stelle getrieben wird. Hiedurch ist dasjenige Gleichgewicht gestört, welches jedem Punkt der Flüssigkeit im Zustande der Ruhe seine Stelle bestimmt. Der verschobene Theil kehrt dann allezeit nach der Stelle des Gleichgewichts zurück, und da dieses nicht anders als mit Beschleunigung geschehen kann, so geht derselbe allezeit, wie ein Pendel, über die Stelle des Gleichgewichts, ungefähr eben so weit hinaus, als er anfänglich verschoben war; woraus denn, wie leicht einzusehen, ein pendelartiges Hin- und Hergehen entstehen muß. Bei Flüssigkeiten, sie mögen tropfbar, oder luftförmig sein, muß jeder verschobene Theil die nächst anliegenden in der Richtung der Bewegung vor sich hinschieben, und daher diese, so wie diese die nächstfolgenden u. s. f. in Vibrationen versetzen. Daher pflanzen sich diese Vibrationen zunächst in der Richtung des ersten Stoßes fort (bei den Wasser-Wellen lothrecht abwärts).

Da aber das Verrücken der Theile (nach C. XXI.) in jedem Fall eine Compression der gedrückten Theile bewirkt, so breiten sich die Vibrationen auch seitwärts aus. Dadurch

werden aber die Vibrationsräume kleiner, und endlich in einer gewissen Entfernung unmerklich. Diese Entfernung muß aber um so größer sein, je kräftiger der erste Stoß ist. (Die Vibrationen der Wasserwellen, erstrecken sich daher in desto größere Tiefen, je höher die Wellen auf des Wassers Oberfläche sind). Man vergleiche hiebei was schon in der Akustik (S. XVI.) über die Schall-Wellen gesagt ist.

Ganz neuerlich ist ein schätzbares Werk über die Wellen-Bewegungen erschienen, unter dem Titel: Wellenlehre auf Experimente gegründet, oder über die Wellen tropfbarer Flüssigkeiten, und Anwendung auf die Schall- und Licht-Wellen. Von den Brüdern, E. H. Weber in Leipzig, und W. Weber in Halle. Leipzig bei Fleischer. 8. (Ungefähr 30 Bogen mit vielen Kupfern: 4½ Thlr.)

II. Zur barometrischen Höhenmessung (S. 384).

In Cap. 32. (Th. I.), füge man zu den drei Anmerkungen des 16ten §. noch folgende vierte hinzu.

4) In den Poggendorfischen Annalen (Jahrgang 1825. Stück 3, S. 329—340) findet sich ein Aufsatz von E. F. August, Professor am Joachimsthalischen Gymn. in Berlin: Beschreibung eines neu erfundenen Differential-Barometers, (so genannt, weil es den Druck der Luft durch den Unterschied der Expansivkraft bestimmt, welcher entsteht, wenn dieselbe bis auf einen gewissen Theil ihres Volumens, z. B. bis auf $\frac{1}{5}$ des Raumes comprimirt wird). Es ist eigentlich ein Reise-Barometer, indem es kaum den vierten Theil von der Höhe eines gemeinen Barometers hat, und in seinem ganzen Bau so eingerichtet ist, daß es leichter und sicherer, als irgend ein anderes bekanntes Reise-Barometer gegen Beschädigungen verwahret werden kann. Die Barometerhöhe wird, wie an einem gewöhnlichen Barometer, unmittelbar von einer verjüngten Scale abgelesen, nicht berechnet, und man erhält sie, bei Anwendung der nöthigen Sorgfalt, mit der Genauigkeit von 0, 1 einer Pariser Linie, welches für die

Höhenmessungen, die sich auf Reisen machen lassen, hinreichend ist.

III. Zur Hygromatrie (S. 415).

Im 34sten Cap. (Th. I.) ist dem 34sten §. noch folgende Anmerkung beizufügen.

In Poggendorfs Ann. Jahrg. 1825, St. 9. S. 69—88. und St. 12. S. 335—344. befindet sich ein Aufsatz des Hrn. Prof. August in Berlin, unter dem Titel: Ueber die Verdunstungskälte und ihre Anwendung auf Hygromatrie. — Der Verf. beschreibt darin eine sehr wohl ausgedachte Geräthschaft, welcher er den Namen Psychrometer giebt. Sie besteht aus der Verbindung zweier genauen Thermometer, wo die Kugel des einen immer feucht, die des andern trocken erhalten wird. Aus dem Unterschied des Standes beider, läßt sich der Zustand des der Luft beigemischten Wasserdunstes leicht und genau, und selbst sichrer als vermittelst des Daniell'schen Hygrometers ableiten. Die Theorie der Geräthschaft ist in dem Aufsatze sehr gründlich, und scharfsinnig entwickelt.

Die unter II. und III. beschriebenen Instrumente werden von dem Herrn Joh. Georg Greiner jun. in Berlin, so wie alle übrigen meteorologischen Instrumente, sehr gut verfertigt. Dieser Künstler empfiehlt sich eben so sehr durch die Güte seiner Arbeit, als durch die Billigkeit der Preise.

IV. Zu den neuen Entdeckungen über den Magnetismus (S. 306).

Am Ende des 43sten Cap. ist noch folgender 13te §. hinzu zu setzen.

§. 13. Noch wollen wir eine merkwürdige Beobachtung Arago's über das Verhalten des Magnets gegen alle Metalle, und selbst gegen andere (vielleicht alle) Körper erwähnen.

Eine äußerst empfindlich aufgehängte Magnetnadel macht gleichzeitige Pendel-Schwingungen, von denen schon oben (Cap. 43. §. 5.) die Rede gewesen ist. Trifft man eine solche Vorkehrung, daß die Nadel ihre Schwingungen dicht über der Oberfläche einer Platte von Metall, oder einer andern Materie, ja auch über Wasser macht, so zeigt sich zwar keine bemerkbare Veränderung in der Dauer einer Vibration, aber die Nadel kommt viel schneller zur Ruhe, als wenn sie nicht in der Nähe eines Körpers schwingt. Man beobachtet dieses am bequemsten, indem man die Nadel um einen gewissen Winkel, z. B. 30° von dem magnetischen Meridian ablenkt, und dann zählt nach wie vielen Schwingungen die Abweichungen bis etwa auf 20° herabkommen.

Da die Dauer der Schwingungen ungeändert bleibt, so folgt, daß die Stärke der magnetischen Kraft durch die Nähe eines Körpers keine Veränderung leidet. Es muß bloß ein Hinderniß da sein, welches die Ausweichungen der Nadel bei jeder Schwingung störender verkürzt, als wenn sie entfernt von einem Körper schwingt. Man könnte daher zweifeln, ob diese Erscheinung wirklich eine eigene Wirkung der magnetischen Kraft sei, oder ob sie bloß von irgend einem anderweitigen Hinderniß herrühre, welches bei Annäherung an einen Körper zunehme. Ist es wirklich eine von dem Magnetismus unmittelbar abhängige Erscheinung, so würde sie entscheidender als Coulomb's überfeine Versuche (Cap. 41. §. 1.) beweisen, daß alle Körper dem Einfluß des Magnetismus ausgesetzt sein.

Mehreres hierüber sehe man in Poggendorfs Ann. v. J. 1825, St. 5. S. 343, und v. J. 1826, St. 6. S. 203, St. 7, S. 385.

Aber im stillen Gemach entwirft bedeutende Zirkel,
Sinnend, der Weise, beschleicht, forschend, den schaffenden Geist,
Prüft der Stoffe Gewalt, der Magnete Hassen und Lieben,
Folgt durch die Lüfte dem Klang, folgt durch den Aether dem Strahl,
Sucht das vertraute Gesetz in des Zufalls grausenden Wundern,
Sucht den ruhenden Pol in der Erscheinungen Flucht.

Schiller.

Vorrede
zur dritten Auflage.

Außer einer Menge kleinerer Veränderungen und Zusätze, sind die wichtigeren Veränderungen dieser Auflage folgende.

Der fünfte Abschnitt, von den luftförmigen Körpern, enthält neun (früher nur fünf) Capitel. Diese Veränderung beruhet indeß weniger auf Vermehrung des Inhaltes, als auf einer für den Vortrag noch bequemeren Vertheilung der Gegenstände.

Der siebente Abschnitt, von der magnetischen Kraft, enthält ein Capitel mehr, als in der zweiten Auflage. Auch diese Änderung beruhet zum Theil auf veränderter Anordnung der Gegenstände, zum Theil auf den hinzugefügten kurzen Nachrichten über den Elektro-Magnetismus und Thermo-Magnetismus.

Im achten Abschnitte, vom Lichte, ist zwar die Anzahl der Capitel nicht vermehrt, aber die Gegenstände sind zum Theil, besonders in dem 49sten und 51sten (vormals 44sten und 46sten) Capitel, anders vertheilt, zum Theil ist eine kurze Nachricht von den

ältern und neuern Beobachtungen über die Beugung des Lichtes und andere damit verwandte Gegenstände hinzugefügt.

Da ich mich übrigens in der Vorrede zur zweiten Auflage, über den Zweck und die Eigenthümlichkeiten dieses Lehrbuches umständlich erklärt habe, so schien es mir zweckmäßig, jene Vorrede hier von Neuem abdrucken zu lassen.

Berlin, im October 1825.

Der Verfasser.

Vorrede
zur zweiten Auflage.

Dieses Lehrbuch hat in seiner ersten Auflage, welche 1805 erschien, ein eigenes Schicksal gehabt. Es wurde schon 1806 in Paris unter unmittelbarer Aufsicht und Theilnahme eines der ausgezeichnetsten Naturforscher unsers Zeitalters, des Herrn Biot, ins Französische übersetzt. In dieser Übersetzung ist es auf den meisten Lyceen nicht nur in Frankreich, sondern auch in Pohlen bei dem Unterricht zum Grunde gelegt, und überhaupt im Auslande weit bekannter geworden als in Deutschland. Schon im Jahre 1813 war eine sehr starke Auflage dieser Übersetzung vergriffen, und es wurde eine zweite, von Herrn Biot mit Zusätzen bereicherte Ausgabe veranstaltet. In Deutschland ist meines Wissens nicht einmal eine Recension des Buches erschienen, und daher hat man kaum auf ein Paar Lehranstalten Gebrauch von demselben gemacht. War dieses bloß Zufall, so muß man gestehen, daß es ein sonderbarer war. Bei dieser zweiten Auflage wird es sich zeigen, ob der Geist unserer neuern Schulen schon so herrschend geworden ist, daß ein

Lehrbuch, welches zwar sorgfältig aber im Geiste der ältern Schulen ausgearbeitet ist, ganz unbeachtet bleibt*). Allerdings muß der Verfasser bekennen, daß er in den neuern philosophischen und physicalischen Schulen mehr Anmaßung und weniger Gründlichkeit als in den ältern findet. Demungeachtet ist der Verfasser eben so wenig ein unbedingter Verehrer des Alten als ein Gegner von neuen Ansichten, und besonders kann er nicht leugnen, daß er mit dem Vortrage der Physik auch in den meisten älteren Lehrbüchern nicht zufrieden ist, und daß es bei der Ausarbeitung des gegenwärtigen gar nicht seine Absicht war, eine bloße Compilation aus andern Lehrbüchern, sondern vielmehr ein Lehrbuch in einer so strengen wissenschaftlichen Form zu liefern, als es die Natur des Gegenstandes verstattet.

Was der Verfasser gegen die meisten ihm bekannten Lehrbücher hat, ist erstlich: daß selbst in den besseren Büchern dieser Art (Gren, Erxleben ꝛc.) durchaus kein scharfbestimmter Begriff desjenigen Theils der gesammten Naturkunde, den man schlechthin Physik nennt, zum Grunde liegt, indem man ganze Capitel findet, welche offenbar in die Chemie oder in die physikalische Erdbeschreibung, oder in die Astronomie gehören. Es scheint dem Verfasser sogar, als ob man ziemlich allgemein einen unrichtigen Be-

*) Der Erfolg hat gezeigt, daß dieses nicht der Fall gewesen ist.

griff von der eigentlichen Beschaffenheit einer möglichen Gränzbestimmung zwischen den einzelnen Theilen der gesammten Naturkunde habe: denn er hat so oft das Urtheil gehört und gelesen, daß es z. B. gar nicht möglich sei, eine scharfe Gränze zwischen Physik und Chemie zu ziehen. Ein solches Urtheil kann nur aus einer unrichtigen Ansicht einer wissenschaftlichen Gränzbestimmung überhaupt entspringen. Man sucht etwas, was man nicht suchen sollte, weil es in der Natur der Sache überhaupt nicht gefunden werden kann, nämlich eine absolute Gränze für den Vortrag, statt daß man nur eine scharfe Gränzlinie in den Begriffen suchen sollte, die sich sehr wohl finden läßt. Daß eine scharfe Gränze im Vortrag sich in einer empirischen Wissenschaft nicht finden lasse, ist leicht einzusehen: denn in der Wirklichkeit sind oft die ungleichartigsten Dinge innigst verbunden, so daß wir sie zwar in der Vorstellung unterscheiden, aber nicht äußerlich von einander trennen können. So ist es z. B. jedem Naturforscher bekannt, daß Wärme, Elektricität, Licht ꝛc. sowohl mechanische, als chemische Wirkungen hervorbringen. Diese im Vortrage völlig von einander zu sondern, ist unmöglich, ob man gleich in der Vorstellung sehr scharf unterscheiden kann, welche Umstände einer Erscheinung mechanisch, und welche chemisch sind. In diesem Falle kann von dem Vortrage nichts weiter gefodert werden, als daß der mechanische Physiker das Mecha-

nische, der chemische das Chemische als Hauptsache, und so vollständig als möglich vortrage, von demjenigen aber, was nicht in seine Wissenschaft gehört, gerade nur so viel aufnehme, als zur Deutlichkeit und Übersicht erfoderlich ist. Selbst in der reinen Mathematik, also in einer ganz rationalen Wissenschaft, kommt etwas ähnliches nicht selten vor. Die Geometrie kann des Begriffes der Zahl nicht entbehren; aber die Zahl ist hier nicht Gegenstand der Betrachtung, sondern Hülfsbegriff. Der Begriff einer veränderlichen Größe, namentlich auch der Begriff der Bewegung, gehören als Gegenstand der Untersuchung nicht in die Geometrie; aber sie auch als Hülfsbegriffe nicht zulassen wollen, ist ein Mißverständniß. Selbst Euklides erklärt die Kugel durch den Raum, den ein Halbkreis durchläuft, wenn er um seinen Durchmesser gedreht wird, und es ist wohl nichts gründliches gegen diese Erklärung durch Bewegung einzuwenden. Es würde übrigens nicht schwer sein, für diejenigen, bei welchen Autorität mehr gilt als Gründe, eine Menge ähnlicher Beispiele aus den Werken der größten Mathematiker anzuführen. Mit einem Worte: Lehrbegriffe und Lehrsätze, als Hülfsbegriffe und Hülfssätze aus einem Abschnitte in den Vortrag eines andern aufzunehmen, ist man oft genöthigt, und in jedem Falle berechtigt, sobald man dadurch an Deutlichkeit, was der

eigentliche Zweck des wissenschaftlichen Vortrages ist, gewinnen kann. Ein aufmerksamer Beurtheiler wird finden, daß der Verfasser diese Grundsätze stets vor Augen behalten habe, und er glaubt, daß dieses die einzig ausführbare Art sei, die Gränzen der Wissenschaft im Vortrage zu beobachten; aber er glaubt auch, daß ein Schriftsteller, welcher auf Gründlichkeit Anspruch macht, diese Grundsätze beobachten müsse, weil sich sonst die Begriffe in den Köpfen der Lernenden verwirren. Hierin liegt der Grund, warum der Verfasser in der Einleitung eine Übersicht aller Theile der Naturkunde, und eine so genaue Bestimmung ihrer Begriffe, als es bei der zu beobachtenden Kürze möglich war, vorausgeschickt hat, ob er gleich dem Lehrer kaum rathen mögte, den Vortrag mit dieser Einleitung zu eröffnen.

Ein zweiter Fehler, den der Verfasser sorgfältig zu vermeiden gesucht hat, ist die unkritische Vermischung ausgemachter mit bloß hypothetischen Ansichten; ein Fehler, von welchem wenige, selbst nicht die vorzüglichsten physicalischen Schriften, frei sind, durch welchen aber die Wissenschaft in ihrem innersten Wesen gefährdet wird. Die Wissenschaft (von welcher sogar manche Philosophen einen ganz falschen und verworrenen Begriff haben müssen, wenn sie z. B. Mathematik nicht für Wissenschaft wollen gelten lassen) beruht auf einem ganz eigenthümlichen Streben des menschlichen Gei-

stes, und ist in so fern von andern Zweigen der Geistesthätigkeit, in der Kunst, in der Religion, in den praktischen Verhältnissen des Lebens wesentlich verschieden. Der Verfasser kann diesen Unterschied in nichts anderm finden, als darin, daß der Geist in der Wissenschaft nach der möglichsten Deutlichkeit der Grundbegriffe und Grundsätze strebt, da man hingegen in andern Zweigen des geistigen Strebens bloß klarer, ja sogar (wie hin und wieder in der Kunst) dunkler Begriffe zur Erreichung des Zweckes bedarf, so daß das Spalten der Begriffe und Sätze, welches in der Wissenschaft wesentlich nothwendig ist, bei andern Zweigen der Geistesthätigkeit nicht nur entbehrlich, sondern sogar zweckwidrig, also fehlerhaft wird. Hat dieses aber seine Richtigkeit, so ist klar, daß man sich an dem Wesen der Wissenschaft versündigt, wenn man das Gewisse und Ungewisse durch einander wirft, und von bloßen Hypothesen (Erzeugnissen einer fruchtbaren und sinnreichen Phantasie), als von ausgemachten Wahrheiten redet, und durch einen entscheidenden, wohl gar anmaßenden Ton zu ersetzen sucht, was der Hypothese an wissenschaftlicher Festigkeit abgeht. Es würde sich leicht aus der Geschichte der Wissenschaft nachweisen lassen, daß ein solches unkritisches Verfahren oft lange die Anerkennung der Wahrheit aufgehalten, und statt Licht, Verwirrung in die Wissenschaft gebracht habe. Hätte Lavoisier

in seiner antiphlogistischen Chemie sorgfältig unterschieden, was Thatsache, und was bloße Vorstellungsart war (Wärmestoff, Lichtstoff, und die Rolle, welche beide nach ihm bei der Oxydation spielen), so würden treffliche Köpfe, wie Gren, Gehler und andere sich bald überzeugt haben, daß die alte Vorstellungsart mit den neuen Thatsachen unvereinbar sei. Aber sie unterschieden selbst eben so wenig zwischen Thatsachen und Hypothesen, als Lavoisier. Auch jetzt noch würden manche Naturforscher nicht einen Umsturz einer ganzen Wissenschaft besorgen, wenn einmal weit eingreifende neue Thatsachen entdeckt werden (wie z. B. die Zerlegbarkeit der Alkalien und Grundlagen). Ein wohlgeordnetes Lehrgebäude einer empirischen Wissenschaft sollte nichts anders sein, als eine sorgfältige, systematische Zusammenstellung von Thatsachen. Ein solches Gebäude steht in seinen wesentlichen Theilen ewig fest, und neue Entdeckungen können wohl dienen, dasselbe zu erweitern, und im Innern besser auszubauen, aber nie, dasselbe zu zerstören und niederzureißen. Der Verfasser hat sich daher in diesem Lehrbuch angelegen sein lassen, das Entschiedene und Ungewisse sorgfältig zu sondern, und von dem letztern nie in demselben Tone als von ausgemachten Wahrheiten zu reden.

Die Beobachtung dieser kritischen Genauigkeit war schon sein Ziel bei der ersten Auflage. In dem

gegenwärtigen Zeitalter aber hält er sie für doppelt nothwendig, wo es selbst Männer von Geist giebt, welche sich und die Welt überreden, daß die Wissenschaft durch Aufnahme von allerlei dunklen Begriffen und mystischen Ansichten äußerlich erweitert werden, und im Innern einen höhern und würdigern Charakter erhalten könne. Um von den sehr folgereichen Schwärmereien der sogenannten Natur-Philosophie zu schweigen, welche uns belehrt, daß der menschliche Geist nicht in der Natur, sondern über derselben stehe, d. h. daß der Punkt im Kreise mehr sei, als der Kreis selbst; so kann der Verfasser nicht unbemerkt lassen, daß Herr von Göthe in seiner Farbenlehre die Wissenschaft des Lichts neu begründen will, und dieses durch Zurückführung auf lauter dunkle, unklare und mystische Begriffe. Denn von dieser Art sind die Begriffe seiner optischen Bilder, deren Entstehung und Wesen er völlig im Dunkeln läßt, das Übereinandergreifen dieser Bilder, seine trüben Mittel u. s. f. Wohin würden wir am Ende mit der Wissenschaft gerathen, wenn es möglich wäre, daß eine solche Behandlungsart den Beifall gründlicher Köpfe finden könnte. Daß allen Naturerscheinungen etwas unendlich tiefes, etwas geheimnißvolles zum Grunde liege, welcher denkende Naturforscher hat das je bezweifelt? Aber das Wesen und die Bestimmung der Wissenschaft ist ja

eben das Begreifliche, das Erkennbare aufzusuchen, zu sammeln, und systematisch zu ordnen. Will man die Gränzen der Wissenschaften nicht verwirren, so ist es nicht Geschäft der Natur-Wissenschaft, sondern der Philosophie, dem geheimnißvollen Urquell alles Daseins nachzuspüren; und doch besteht selbst dieses Geschäft des Philosophen, so wie jede wissenschaftliche Arbeit überhaupt, in dem Streben, das Unbegriffene, so weit als möglich, auf faßliche und deutliche Begriffe zurück zu führen. Wehe aber dem Philosophen, wenn er dabei nicht von einer sehr vollständigen und gründlichen Kenntniß des Begriffenen ausgeht. Das glücklichste Genie kann ihn nicht vor schwärmerischen Verirrungen verwahren, wenn er die leitende Hand der empirischen Naturlehre und der Mathematik, ohne welche keine gründliche Naturkenntniß möglich ist, verschmäht. Wenn je ein philosophisches System den Preis, nach welchem alle streben, erhalten wird, so kann es nur dasjenige sein, das in die freundlichste und vollkommenste Übereinstimmung treten wird mit allen unsern Erfahrungskenntnissen von der äußeren und inneren Welt, also besonders mit der empirischen Naturlehre, und mit den Aussprüchen des gesunden unverleiteten Menschenverstandes über die wichtigsten Angelegenheiten des Menschen, die ihren Grund in den innersten Tiefen unserer geistigen Anlagen haben, weswegen von jeher

alle edleren und besseren Geister in ihren Überzeugungen zusammentrafen. Die sogenannte Naturphilosophie kann diesen Preis schwerlich davon tragen, da sie in so vielen Punkten (z. B. in der Identität der Vorstellungen und des Vorgestellten) dem gesunden Menschenverstande und einem unmittelbaren Bewußtsein aller Menschen Hohn spricht, und sich überall hinter dunkeln und mystischen Vorstellungen verschanzen muß, um die Angriffe abzuwehren, die von dem Gebiete der Erfahrung her gegen sie gemacht werden können. Der ziemlich ausgebreitete Beifall, den diese Philosophie gefunden hat, liegt nicht in ihrer wissenschaftlichen Gründlichkeit, die bei dunkeln und mystischen Begriffen gar nicht denkbar ist, sondern theils in dem Scharfsinn, mit welchem Herr Schelling und sein Verehrer dieselbe ausgeführt haben, theils darin, daß sie der Selbstsucht, wenn auch ohne Absicht, überall Gelegenheit giebt, sich anständig scheinende Schleifwege und Schlupfwinkel zu eröffnen. Man würde dem Verfasser sehr Unrecht thun, wenn man glauben wollte, daß diese Bemerkungen über die sogenannte Natur-Philosophie gegen Herrn von Göthe gerichtet wären. Denn ob sich gleich dieser ausgezeichnete Geist, der in mehr als einer Rücksicht Deutschlands Stolz ist, einigermaßen nach der Seite dieser Philosophie hinneigt, so ist er doch zu sehr ein selbstständiger und selbstdenkender Kopf, als daß

er sich nicht sein eigenes philosophisches System mehr oder weniger vollständig gebildet haben sollte. Und der Verfasser gesteht sehr gern, daß er im zweiten Theile der Farbenlehre eine Menge sehr feiner und scharfsinniger Bemerkungen über Kunst und Wissenschaft, besonders in den „Betrachtungen über die Farbenlehre und Farbenbehandlung der Alten" mit eben so viel Vergnügen als Belehrung gelesen habe; nur wünscht er, daß H. v. Göthe das Idealische und wirklich Ausführbare schärfer gesondert hätte. Es ist ganz unstreitig richtig, daß bei jeder wissenschaftlichen Arbeit (so wie bei jeder geistigen Thätigkeit überhaupt) alle Geisteskräfte, folglich auch die Phantasie, in Wirksamkeit sein müssen (S. 120. im 2ten Theil der Farbenlehre). Sobald man aber hiebei nicht bloß idealisiren, sondern für die wirkliche Anwendung reden will, so ist es nöthig, das Geschäft jeder einzelnen Geisteskraft bei wissenschaftlichen Arbeiten bestimmt anzugeben. So lange der Naturforscher sucht, stehe ihm eine reiche, fruchtbare, sehnsuchtsvolle Phantasie zur Seite; hat er aber gefunden, oder glaubt er auch nur gefunden zu haben, so trete die Phantasie zurück. Prüfen ist nur das Geschäft des Verstandes und der Vernunft, nicht der Phantasie. Mit Dank werden es übrigens jederzeit die Naturforscher anerkennen, daß H. v. G. in der That die Farbenlehre mit einer Menge schätzbarer Bemerkungen bereichert hat, die wir aber

weit mehr seinem überaus glücklichen und umfassenden Genie, als seiner wissenschaftlichen Gründlichkeit verdanken. Nur die Art, wie er Newton und dessen Verehrer behandelt, ist unter der Würde eines Göthe.

Die sehr beträchtlichen Vermehrungen dieser zweiten Auflage ergeben sich schon aus der Bogenzahl. Der Grund dieser Vermehrungen liegt aber nicht bloß in manchen Erweiterungen, welche die Wissenschaft selbst erhalten hat, wohin ich besonders die gegenwärtige Ansicht der Verdunstungslehre und Farbenlehre rechne, sondern hauptsächlich in dem etwas veränderten Zwecke des Buches. Der Verfasser trug ehemals auf dem Gymnasium, dem er die besten Kräfte seines Lebens mit Liebe gewidmet hat, die Naturkunde in den drei obersten Klassen in beträchtlichem Umfange vor; allein seit mehreren Jahren hat er selbst diesen Unterricht sehr beschränkt, um der vorher zu kärglich bedachten Mathematik mehr Stunden zuzuwenden. Nicht als glaubte er, daß der Unterricht in der Naturkunde minder wichtig sei, als irgend ein anderer Gegenstand des Schulunterrichts; er ist im Gegentheil überzeugt, daß dereinst eine Zeit kommen werde, wo man diesem Gegenstande eine vorzüglich hohe Wichtigkeit zur allgemeinen Geistesbildung beilegen wird, und dieses aus mehreren Gründen. 1) Jeder, der einigen Überblick von der Naturkunde hat, muß einsehen, daß es keinen Zweig

des Denkvermögens gebe, der nicht auf die mannigfaltigste Art durch dieselbe geübt werden könnte. Besonders aber giebt sie mannigfaltige Veranlassung, einen so äußerst wichtigen Zweig der Denkkraft zu üben, den alle unsere jetzigen Lehrgegenstände, zum größten Nachtheil aller Geistesbildung völlig ungeübt lassen, die praktische Urtheilskraft. Hiedurch verwahrt sie den Kopf vor idealischen Schwärmereien, zu welchen sich unser Zeitalter zum Unglück des menschlichen Geschlechtes so sehr hinneigt. 2) Auch das höhere Empfindungsvermögen oder das Gemüth nimmt sie in Anspruch. Denn wer könnte z. B. den kunstreichen Bau des Auges, oder die Gesetze, nach denen sich die Weltkörper bewegen u. dgl. m. gründlich studiren, ohne von Bewunderung und von der Ahnung einer unendlichen Weisheit, die dem Urquell alles Daseins beiwohnen muß, ergriffen zu werden? 3) Da jeder Mensch mitten in der Natur lebt, so greifen die Kenntnisse, die uns die Naturkunde mittheilt, in alle Verhältnisse des Lebens ein, so daß der Schüler durch sie wenig in spem futurae oblivionis erhält. Freilich eignet sich nicht die gesammte Naturkunde für den Schulunterricht; aber sie hat dieses mit der Mathematik und jedem andern Theile des wissenschaftlichen Schulunterrichtes gemein. Aber sie hat auch dieses mit andern Lehrgegenständen gemein, daß ein beträchtlicher Theil ihrer Elemente die Kräfte eines

Alters von 15 bis 20 Jahren nicht übersteigt. Die Naturgeschichte, wenn sie nicht wie jetzt in den untersten Classen bloß zur Unterhaltung der Kinder, und, wie es in diesem Alter unvermeidlich ist, höhst oberflächlich getrieben wird, könnte in den höhsten Classen ein ganz vortreffliches Mittel sein, die Aufmerksamkeit zu schärfen, und den Beobachtungsgeist zu wecken und zu üben. In der eigentlichen Naturlehre aber liegen die Anfangsgründe des mechanischen, chemischen und selbst des organischen Theiles, ferner der physicalischen Erdbeschreibung und Sternkunde gar nicht aus dem Bereich der erwachsenen Schuljugend. Und da ein beträchtlicher Theil dieser Anfangsgründe mathematisch ist, so erfodern sie recht eigentlich den Schul-Vortrag (nicht den Universitäts-Vortrag), wenn sie zu einer festen Grundlage dienen sollen. Daß diese Übungen jetzt wenig auf Schulen vorgenommen werden, und aus Zeitmangel nicht vorgenommen werden können, hat die Folge, daß auch auf Universitäten die physikalischen Vorlesungen von den meisten Studirenden gar nicht besucht werden, obgleich kein gebildeter Mensch mit der Natur unbekannt bleiben sollte. Sogar unter denen, die sich der Heilkunde widmen, giebt es viele, denen es überflüssig scheint, sich mit den mathematischen Anfangsgründen der Naturlehre bekannt zu machen, ohne zu bedenken, daß Niemanden ein geschärfter Blick über Naturerscheinungen nöthiger ist, als dem

Arzte, und daß dieser nur erlangt werden kann, wenn man sich mit allen Seiten der Natur-Erscheinungen vertraut macht, auch mit solchen, wovon am Krankenbette unmittelbar wenig oder gar kein Gebrauch gemacht werden kann. Wird daher derjenige Theil der Naturkunde, der sich für die Schule eignet, nicht auf Schulen eifrig getrieben, so wird dieser Unterricht auch nie auf der Universität richtig gewürdigt werden.

Erwägt man alles dieses unbefangen, so wird man vielleicht nicht abgeneigt sein, einzuräumen, daß schwerlich irgend ein anderer Lehrgegenstand der Naturkunde an Wichtigkeit für die höhere Geistesbildung gleich komme. Und wenn dennoch der Verfasser diesen Gegenstand größtentheils aufgegeben hat, so war dieses Folge einer Nothwendigkeit. So wie nämlich bei der katholischen Kirche der Grundsatz herrscht, daß es nur einen einzigen Weg zum Himmel gebe, so herrscht für jetzt noch überall der Grundsatz, daß es zu höherer Geistesbildung auch nur einen einzigen Weg gebe, nämlich durch die gründlichste Kenntniß zweier alter Sprachen. Begreiflich nehmen diese bei weitem den größten Theil der Stunden hinweg, und ein Lehrer, der in andern Gegenständen zu unterrichten hat, muß daher in der Auswahl des Vorzutragenden sehr sorgfältig und besonnen zu Werke gehen. Man würde aber den Verfasser gänzlich mißverstehen, wenn man

glaubte, als wolle er der alten Literatur das geringste von ihrem Werth entziehen. Er ist nicht so unbekannt mit derselben, daß er nicht von ihrem unschätzbaren Werthe innigst überzeugt sein sollte. Was er tadelt, ist bloß, daß man die Foderungen an die Schule in dem Fache der Philologie viel weiter treibt, als es zu einer gleichmäßigen Grundlage für alle wissenschaftlichen Fächer nöthig ist. An den abgehenden Primaner macht man Foderungen von solcher Art, wie man sie nur an einen vollendeten Philologen machen sollte. Bei andern Gegenstände begnügt man sich, dem Schüler nur eine Grundlage zu geben, auf der er weiter bauen kann, und das mit Recht. Würden die Sprachstunden auf die Hälfte herabgesetzt, so würde man freilich viel weniger leisten als jetzt, aber immer genug zu einer guten Grundlage für künftige Philologen.

Die erste Auflage dieses Lehrbuchs war mehr für den Schulunterricht, die jetzige ist mehr für Universitäts-Vorlesungen berechnet. Daher sind manche Gegenstände selbst vollständiger ausgearbeitet, als sie mündlich vorgetragen werden können, damit der Zuhörer im Staude sei, sich zweckmäßig vorzubereiten, oder das Vorgetragene zu wiederholen. Zu einem nur einigermaßen vollständigen Vortrage der Physik ist wenigstens ein einjähriger Cursus, von 4 bis 6 wöchentlichen Stunden erfoderlich. Auf der Ecole polytechnique in Paris dauert der Cursus zwei volle Jahre, was auch gar nicht zu viel ist. Der

Verfasser hat den ersten Theil zu Winter-Vorlesungen, den zweiten zu Sommer-Vorlesungen bestimmt. Zu dieser Vertheilung paßt sowohl der Umfang, als der Inhalt der Theile; auch kann man unbedenklich den zweiten Theil vor dem ersten hören.

Die Hauptveränderungen der neuen Auflage sind folgende. Das 4te Capitel der ersten Auflage, von der atomistischen, dynamischen und empirischen Ansicht der Natur, ist gänzlich weggeblieben, weil sich in der zu beobachtenden Kürze nichts befriedigendes über diese Gegenstände sagen läßt, besonders da der Verfasser genöthigt gewesen wäre, auf manche neuere Verirrungen Rücksicht zu nehmen. In dem darauf folgenden Capitel, also dem 4ten der neuen Auflage, welches „Mathematische Begriffe und Sätze von der Bewegung" enthält, hat der Verfasser geflissentlich alle physikalischen Begriffe vermieden, um es recht anschaulich zu machen, daß die reine Bewegungslehre ein Theil der reinen Mathematik sei, und daß die Anfangsgründe derselben eigentlich in jedem Lehrbuche der Elementar-Mathematik auf die Geometrie folgen sollten. Der Inhalt des 22sten Capitels der ersten Auflage „Vom specifischen Gewicht der Körper" ist hier das 7te Capitel geworden. Die Lehre von der Elasticität der festen Körper (Capitel 8.), ist viel vollständiger vorgetragen worden. Der 5te Abschnitt „Von den ausdehnsamen oder luftförmigen Körpern" ist ganz umgearbeitet, und alles in

eine für den Vortrag bequemere Ordnung gebracht worden. Das vorletzte Capitel dieses Abschnitts (Cap. 30.)[a]) „Von der Verdunstung und Hygrometrie" ist fast durchgehends ganz neu. Der Verfasser hofft, darin die Verdunstungslehre auf eine ganz einfache und deutliche Grundlage zurückgeführt zu haben.

Im 35sten Capitel[b]) ist Coulomb's elektrische Wage hinzugefügt, auch hat die Lehre vom Galvanismus (Cap. 36.)[c]) bedeutende Zusätze erhalten. Im 8ten Abschnitt ist das ganze 46ste Capitel[d]) „Neuere optische Entdeckungen" neu hinzugefügt. Außer diesem wird man schwerlich ein Capitel finden, in welchem nicht mehrere Verbesserungen oder Zusätze vorkämen.

In der Vorrede zur ersten Auflage hatte der Verfasser den Vorsatz geäußert, nach und nach über alle Theile der Natulehre (nicht der gesammten Naturkunde), so weit sie sich zum Vortrag auf Schulen eignen, Lehrbücher auszuarbeiten. Allein die äußeren Verhältnisse, in welche ihn die Vorsehung versetzt hat, die oben erwähnte veränderte Ansicht über den Vortrag der Physik auf Schulen und sein gegenwärtiges Alter lassen ihm wenig Hoffnung übrig, daß es ihm möglich sein werde, auch nur einen oder den andern Theil dieses Vorsatzes auszuführen.

---

a) S. 33. und 34. der dritten Auflage.
b) S. 39. der dritten Auflage.
c) S. 40. der dritten Auflage.
d) S. 51. der dritten Auflage.

Der Verfasser schließt diese Vorrede mit dem Bewußtsein, das er keinen Fleiß bei Ausarbeitung dieser Auflage gespart habe, und wünscht daher, daß seine reine Absicht, ein gründliches Studium der Naturlehre in seinem Vaterlande zu befördern, nicht unerfüllt bleiben möge.

Berlin, im September 1819.

Der Verfasser.

Bayerische
Staatsbibliothek
München

Kurze Nachricht

von den gesetzlichen Maaßen und Gewichten in dem Preußischen Staate.

Obgleich das metrische System welches durch die neue Maaß- und Gewicht-Ordnung vom 16ten Mai 1816 Gesetzeskraft für den Preußischen Staat erhalten hat, nicht so einfach ist, als man, aus dem bloßen Gesichtspunkte der Wissenschaft betrachtet, wünschen möchte, so hat es dagegen den wichtigen Vorzug der Ausführbarkeit, weil man dabei mit Umsicht und Sachkenntniß auf das Bestehende Rücksicht genommen, und dieses nicht weggeworfen (was immer ein vergeblicher oder ungerechter Versuch ist), sondern nur zu verbessern, und einfacher zu machen gestrebt hat. Man kann in dieser Rücksicht diese neue Ordnung musterhaft nennen, denn sie ist in der That schon jetzt größtentheils eingeführt, ohne daß es ein großer Theil des Publikums bemerkt hat; obgleich begreiflich die Einführung in einigen Provinzen mehr in andern weniger Schwierigkeit finden mußte.

Der Verfasser hat es daher für seine Pflicht gehalten, in diesem Lehrbuche alle Maaße und Gewichte diesem Systeme gemäß auszudrücken. Folgende kurze Nachricht enthält das Wesentliche dieses Systems, so weit es hieher gehört.

I. Das Längenmaaß.

Das bisher übliche Längenmaaß mit allen seinen Eintheilungen soll ungeändert beibehalten werden, nur soll es nicht mehr, wie bisher, Rheinländisches, oder Brandenburgisches, oder Berlinisches, sondern Preußisches Maaß heißen. Es bleibt also die Ruthe (von 12 gemeinen Fußen) das eigentliche Grundmaaß, von welchem alle besondern Längen-, Flächen- und Körper-Maaße abhängig sind. Ihre Vergleichung mit dem alten und neuen französischen Maaße ist folgende.

1 Pr. Ruthe = 1669,56 Par. Linien
= 3,766242 50172 Meter.

Diese Ruthe wird entweder in 10 Decimal-Fuß zu 10 Decimal-Zollen, zu 10 Decimal-Linien oder in 12 Duodecimal-Fuß, zu 12 Duodecimal-Zollen getheilt. Den Duodecimal-Zoll aber theilt man am schicklichsten in zehntheilige Brüche; die Handwerker theilen ihn in 8 Achtel-Zolle. Eine Eintheilung in 12 Duodeeimal-Linien ist ohne wesentlichen Nutzen, und nur bei gewissen ganz bestimmten Arbeiten brauchbar. Es ist eine unrichtige Vorstellung, wenn man glaubt, der Duodecimal-Zoll heiße deswegen so, weil er

in 12 Theile getheilt werde. Er führt vielmehr diesen Namen deswegen, weil er der zwölfte Theil des gemeinen Fußes ist. Man theile ihn daher, wie man will, so ist und bleibt er ein Duodecimal-Zoll, wenn er seine richtige Länge hat. Eine ähnliche Bemerkung läßt sich über die Benennung Duodecimal-Fuß machen.

Da der Duodecimal-Fuß bei allen Künstlern, Fabrikanten und Handwerkern in ganz allgemeinem Gebrauch ist, so kann man ihn als die Haupt-Einheit des Längen-Maaßes ansehen*), und so oft von Preußischen Fußen ohne Zusatz gesprochen wird, ist dieser Duodecimal-Fuß zu verstehen. Seine Vergleichung mit dem alten und neuen französischen Maaße ist folgende:

1 Preuß. Fuß = 139,13 Par. Linien.
= 0,313 853 541 81 Meter.

1 Par. Fuß (Zoll) = 1,035 003 234 Preuß. Fuß (Zoll).

1 Meter = 38,234 394 076 92 Preuß. Zoll.

Alle üblichen Flächen- und Körper-Maaße bleiben unverändert, nur ist das Quart mit einer unbedeutenden Veränderung auf 64 Preuß. Cub. Zoll bestimmt worden.

---

*) Ich unterscheide zwischen Grund-Maaß und Haupt-Maaß. Jenes ist die Ruthe, von der alle übrigen Eintheilungen ausgehen, dieses ist der 12theilige Fuß, als das üblichste aller Maaße.

II. Gewichte.

In dem neuern französischen Maaß-System hat man die räumlichen Maaße mit den Gewichten dadurch in Verbindung gesetzt, daß man das Gewicht von einem Cubik-Centimeter destillirten Wassers bei derjenigen Temperatur, wo das Wasser seine größte Dichtigkeit hat (bei $3\frac{1}{5}$ Grad der 80theiligen Scale, m. s. u. XVIII. §. 2.), unter der Benennung Gramme zur Grund-Einheit der Gewichte gemacht hat. Hiedurch sind alle räumlichen Maaße und alle Gewichte in solche gegenseitige Abhängigkeit gesetzt, daß durch eins derselben alle übrigen bestimmt sind. Indessen ist diese Abhängigkeit kein ausschließender Vorzug des französischen Systems, sondern in jedem andern Systeme ist eben diese Abhängigkeit vorhanden, sobald nur gesetzlich bestimmt ist, wie viel eine cubische Einheit destillirten Wassers bei einer bestimmten Temperatur wiegen müsse. Diese letzte Idee hat man in dem Preußischen Staate schon seit langer Zeit zu realisiren gesucht. Schon am Ende des vorigen Jahrhunderts war durch eine sorgfältige Abwägung bestimmt worden, daß der Berliner Duodecimal-Cubikzoll destillirten Wassers bei 14° Temperatur genau 288 Gran des Berliner Medicinal-Gewichts wiegen müsse. Indessen ist dieses Medicinal-Gewicht allerdings nicht das bequemste zum allgemeinen Gebrauch, und man fand sich daher bei den Vorarbeiten zu dem Gesetze vom 16ten Mai 1816 veranlaßt, von der Bestimmung nach diesem Gewicht abzu-

gehen. Überhaupt war die Bestimmung eines allgemeinen Gewichts einer der schwierigsten Punkte, wegen der Vielheit der im Preußischen Staate üblichen Gewichte. Aber schwerlich hätte man besser wählen können, als man gewählt hat, indem man das unter dem Namen Cöllnisches Gold- und Silber-Gewicht schon übliche, zum allgemeinen Gewicht erhoben hat. Dieses Gewicht gehörte bisher schon zu denen, die am genauesten für den Gebrauch in dem Preußischen Staate bestimmt waren, ob man gleich in Cölln selbst kein sicheres Original desselben aufgefunden hat. Das Pfund dieses Gewichtes unterscheidet sich übrigens von dem allgemeinen Handelsgewichte nur ganz unbedeutend, und selbst von dem bisherigen Medicinal-Gewicht nur wenig. Endlich trägt es nicht wenig zur allgemeinen Einführbarkeit desselben bei, daß nicht nur alle bisher üblichen Eintheilungen des Cöllnischen Gewichts beizubehalten sind, sondern es selbst verstattet ist, alle bei andern Gewichten üblichen auf dieses überzutragen, wobei sich wahrscheinlich ohne allen Zwang bald von selbst eine Übereinstimmung bilden wird. Das Gewicht soll übrigens nach seiner neuen Bestimmung nicht mehr Cöllnischen sondern Preußisches Gewicht heißen.

Die Größe dieses Gewichtes bestimmt nun die Maaß- und Gewichts-Ordnung vom 16. Mai 1816 also:

Der Preußische Cubikfuß destillirten Wassers soll bei einer Temperatur von 15 Grad der 80theiligen Scale genau 66 Preußische

Pfunde wiegen. Woraus sich leicht berechnen läßt, daß der Preußische Cubikzoll $1\frac{2}{9}$ Preußische Loth wiegen müsse.

Alle bisher übliche Eintheilungen sollen, wie schon bemerkt worden, bleiben, nur soll das Loth als die Haupt-Einheit betrachtet werden. Dieses Loth soll bei allen Arten des Gewichtes von derselben Größe sein, und bei allen Gewichts-Vergleichungen zum Grunde gelegt werden. In dieser Rücksicht ist folgendes bestimmt.

1. Bei dem gemeinen Handels-Gewicht machen, wie bisher, 32 Loth ein Pfund, 110 Pfund einen Centner; das Loth aber wird in 4 Quentchen getheilt. Lauter Eintheilungen, die bisher auch schon bei dem Cöllnischen Gewichte üblich waren. Übrigens unterscheidet sich die Größe dieses neuen Gewichts von der des bisher üblichen Handels-Gewichts so wenig, daß 513 Einheiten dieses Gewichts, unter jeder Benennung (Centner, Pfund, Loth, Quentchen), 512 Einheiten des alten Gewichts betragen.

2. Das Medicinal-Gewicht leidet in der Größe eine etwas stärkere Veränderung; die alte Eintheilung aber soll beibehalten werden. Nämlich 2 Preußische Lothe machen eine Unze (ʒ), 12 Unzen ein Medicinal-Pfund; das Loth hält 4 Drachmen (ʒ), die Drachme 3 Scrupel (℈), der Scrupel 20 Gran.

In jeder dieser Benennungen sind 55 Einheiten des neuen Gewichts 54 gleichnamigen Einheiten des alten Gewichtes gleich.

3. Zu genauen Abwägungen, wozu besonders auch wissenschaftliche gehören, soll das Preußische Loth zehntheilig bis zu 10000 Richttheilen getheilt werden.

Nach der bisherigen Eintheilung des Cöllnischen Gold- und Silber-Gewichts, ging man vom Lothe abwärts durch lauter Halbirungen fort, bis zu 4096 Richtpfennigs-Theilen (nicht Richttheilen). Es sind also 4096 alte Richtpfennigstheile = 10000 neuen Richtheilen.

Zu genauer Vergleichung dieses Gewichts sowohl mit den vormals üblichen, als mit ausländischen, besonders auch mit den in Berlin und Paris gemachten sorgfältigen Abwägungen des destillirten Wassers ist noch folgendes zu bemerken.

Bei Berechnung der Dichtigkeit des Wassers unter jeder Temperatur, hat man die von dem Engländer Gilpin gemachten Abwägungen zum Grunde gelegt. Gilpin's Tabelle findet man vollständig in Gren's neuem Journal der Physik B. II. S. 374; eine reducirte Tabelle sehe man in diesem Lehrbuche XXI. 8. Setzt man die größte Dichtigkeit des Wassers bei $3\frac{1}{5}$ Grad der 80theiligen Scale = 1, so ist die Dichtigkeit bei 15 Grad derselben Scale = 0,998483. Vergleicht man diese Bestimmungen mit den oben erwähnten Abwägungen des Wassers, so zeigt sich, daß sie mit der Pariser Abwägung genau zusammen stimmen, und von der vormaligen Berliner nur sehr wenig abweichen.

Es könnte vielleicht scheinen, als ob auf diese Art das neue System von etwas unsicherm (von der Abwägung des Wassers) abhängig gemacht wäre. Es hat aber damit folgende Bewandniß. Die Bestimmung der Schwere des Wassers gilt für diejenige Temperatur, bei welcher die Dichtigkeit desselben 0,998483 in Vergleichung mit der größten Dichtigkeit des Wassers (bei $3\frac{1}{5}$ Grad) ist. Nach der Gilpinischen Tabelle fällt dieses auf 15° der 80theiligen Scale. Nun ist es allerdings nicht nur denkbar, sondern gewiß, daß man bei wiederholten Abwägungen des Wassers kleine Verschiedenheiten finden würde, so wie z. B. Hällström's sehr sorgfältige Abwägungen nicht unmerklich von den Gilpinischen abweichen; es ist ferner bekannt, daß die Naturforscher über die Temperatur, bei welcher das Wasser seine größte Dichtigkeit hat, nicht vollkommen übereinstimmen; aber man sieht leicht ein, daß solche kleine Abweichungen auf das metrische System selbst gar keinen Einfluß haben, sondern nur auf die Temperatur (15°), für welche die Bestimmung der Schwere des Wassers angesetzt ist; daß aber die Veränderung dieser Temperatur, wobei die Schwere des Wassers 0,998483 gegen die größte Dichtigkeit desselben ist, nie weit von 15° entfernt sein, also die künftig etwa nöthige Veränderung der Temperatur nie beträchtlich werden könne.

Wir fügen noch hinzu:

1. Die Vergleichung der alten Grane mit den neuen Lothen. Aus den oben bei dem Medicinal-

Gewichte angegebenen Bestimmungen berechnet man leicht, daß

1 Preuß. Loth = 235,636 363 . . . alte Grane,

1 alter Gran = 0,004 243 8271 Pr. Lothe

betragen. Zu mehrerer Bequemlichkeit der Reductionen dienen folgende beide Multiplications-Täfelchen.

Pr. Loth.	alte Grane	Gran.	Preuß. Lothe.
1	235,636363 . .	1	0,004 243 827 1 . .
2	471,272727 . .	2	0,008 487 654 2 . .
3	706,909090 . .	3	0,012 731 481 3 . .
4	942,545454 . .	4	0,016 975 308 4 . .
5	1178,181818 . .	5	0,021 219 135 5 . .
6	1413,818181 . .	6	0,025 462 962 6 . .
7	1649,454545 . .	7	0,029 706 789 7 . .
8	1885,090909 . .	8	0,033 950 616 8 . .
9	2120,727272 . .	9	0,038 194 443 9 . .

2. Die Vergleichung des Preußischen Lothes mit dem neuen französischen Gewicht.

1 Preuß. Loth = 14,615 978 448 Grammen;

1 Gramme = 0,068 418 272 Pr. Lothe.

Vollständigere Nachricht über alle diese Gegenstände findet man in dem Nachtrag zu Eytelweins Vergleichung der in den Preußischen Staaten eingeführten Maaße und Gewichte. Berlin, 1817.

Inhalt.

Erster Theil.

Einleitung. Übersicht der gesammten Naturkunde. §. 1—7.
Übersicht aller Theile der mechanischen Naturlehre. §. 8 — 13.

Abschnitt I. Von den Körpern überhaupt.

Cap. I. Allgemeine Übersicht der Eigenschaften, die allen Körpern zukommen. §. 1 — 10.

Cap. II. Von dem Aggregatzustande der Körper. §. 1—5.

Cap. III. Von der unendlichen Mannigfaltigkeit in der materiellen Beschaffenheit der Körper. §. 1—14.

Cap. IV. Mathematische Begriffe und Sätze von der Bewegung. §. 1 — 10.

Cap. V. Physische Grundbegriffe und Grundgesetze von der Bewegung der Körper, oder die Lehre von den bewegenden Kräften. §. 1—12. — Newtons 1stes Grundgesetz vom Beharrungsvermögen der Körper. §. 4; 2tes Gesetz vom Maaß der Bewegung und der bewegenden Kräfte. §. 5—9; 3tes Gesetz, von der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung. §. 10—11.

Cap. VI. Historische Übersicht dessen, was uns von der Schwere bekannt ist. §. 1—11.

Cap. VII. Von dem specifischen Gewicht fester und tropfbarer Körper. §. 1 — 10.

Abschnitt II. Von den festen Körpern.

Cap. VIII. Von den allgemeinen Eigenschaften fester Körper. §. 1 — 13. — Cohäsion und Adhäsion. §. 1 — 5; Elasticität §. 6 — 13.

Cap. IX. Vom inneren Gefüge fester Körper. §. 1 — 7.
Cap. X. Von dem Gleichgewicht fester Körper, oder erste Gründe der Statik. §. 1 — 13.
Cap. XI. Vom Schwerpunkt der Körper. §. 1 — 8.
Cap. XII. Von den Gesetzen der gleichförmig beschleunigten Bewegung, und deren Anwendung auf den Fall der Körper. §. 1 — 12.
Cap. XIII. Von freien krummlinigen Bewegungen. §. 1 — 9. — Wurfbewegungen. §. 1 — 3. Central-Bewegungen. §. 4 — 9.
Cap. XIV. Bewegungen auf vorgeschriebenen Wegen. §. 1 — 13. — Drehende Bewegungen. §. 2 — 4; Pendel-Schwingungen. §. 5 — 13.
Cap. XV. Mittheilung der Bewewegung durch den Anstoß §. 1 — 9.
Cap. XVI. Von zitternden Bewegungen und dem dadurch entstehenden Schalle, oder erste Gründe der Akustik. §. 1 — 19.

Abschnitt III. Von der Wärme.
Cap. XVII. Von der Wärme überhaupt, und besonders von ihrer ausdehnenden Kraft, desgleichen vom Thermometer und Pyrometer, §. 1 — 14.
Cap. XVIII. Veränderung des Aggregat-Zustandes durch die Wärme. §. 1 — 15.
Cap. XIX. Von der Verbreitung der Wärme. §. 1 — 13. — Specifische Wärme und Calorimeter. §. 4 — 13.
Cap. XX. Von der Erregung der Wärme und Kälte. §. 1 — 8.

Abschnitt IV. Von den tropfbaren Körpern.
Cap. XXI. Von den tropfbaren Flüssigkeiten im Allgemeinen. §. 1 — 17.
Cap. XXII. Vom Gleichgewicht tropfbarer Flüssigkeiten, oder erste Gründe der Hydrostatik. §. 1 — 8.
Cap. XXIII. Vom Gleichgewicht tropfbarer und fester Körper. §. 1 — 9.
Cap. XXIV. Von der hydrostatischen Wage und den Aräometern. §. 1 — 12.
Cap. XXV. Einfluß der Cohäsions- und Adhäsions-Kräfte auf die hydrostatischen Erscheinungen. §. 1 — 16.

Cap. XXVI. Von der Bewegung tropfbarer Flüssigkeiten, oder erste Gründe der Hydraulik. §. 1 — 20.

Abschnitt V. Von den ausdehnsamen oder luftförmigen Körpern.

Cap. XXVII. Von den ausdehnsamen Flüssigkeiten überhaupt. §. 1 — 8.

Cap. XXVIII. Vom Barometer, und von der Schwere der Luft. §. 1 — 10.

Cap. XXIX. Von der Expansivkraft der Luft, und deren Gesetzen. §. 1 — 9.

Cap. XXX. Von dem Einfluß der Wärme auf die Luft, und von dem Luft-Thermometer, §. 1 — 9.

Cap. XXXI. Die Luft-Pumpe. §. 1 — 10.

Cap. XXXII. Anfangsgründe der Aërostatik. §. 1 — 10. Von den barometrischen Höhen-Messungen. §. 11 — 15. — Von der Höhe des Luftkreises. §. 16.

Cap. XXXIII. Von der Verdunstung. §. 1 — 16.

Cap. XXXIV. Von der Hygrometrie. §. 1 — 13.

Cap. XXXV. Von den Bewegungen der Luft, oder Anmerkungen über die Pneumatik. §. 1 — 16.

Zweiter Theil.

Abschnitt VI. Von der Elektricität.

Cap. XXXVI. Von der Elektrisirmaschine und den allgemeinen Eigenschaften der Elektricität. §. 1 — 16.

Cap. XXXVII. Von den entgegengesetzten Elektricitäten. §. 1 — 15.

Cap. XXXVIII. Elektrischer Wirkungskreis und Schlagweite. Verstärkte Elektricität. §. 1 — 22.

Cap. XXXIX. Der Elektrophor, der Condensator und die elektrische Wage. §. 1 — 18.

Cap. XL. Von der Erregung der Elektricität durch andere Mittel als das Reiben, besonders von dem sogenannten Galvanismus. §. 1 — 14.

Abschnitt VII. Von der magnetischen Kraft.

Cap. XLI. Von den allgemeinen Eigenschaften des Magnets. §. 1—17.

Cap. XLII. Von der Declinations- und Inclinations-Nadel. §. 1—11.

Cap. XLIII. Magnetismus der Erdkugel, nebst allgemeinen Erörterungen über die Stärke der magnetischen Kraft, und deren Zusammenhang mit Elektricität und Wärme. §. 1—12.

Abschnitt VIII. Vom Lichte.

Cap. XLIV. Von dem Lichte überhaupt, besonders von den Erscheinuugen, die von der geradlinigen Bewegung desselben abhängen, oder erste Gründe der Optik. §. 1—22.

Cap. XLV. Vom Sehen. §. 1—17.

Cap. XLVI. Zurückstrahlung des Lichts von Spiegelflächen, oder erste Gründe der Katoptrik. §. 1—22.

Cap. XLVII. Von der Brechung des Lichtes in durchsichtigen Körpern, oder erste Gründe der Dioptrik §. 1—28.

Cap. XLVIII. Von den wichtigsten zusammengesetzten optischen Werkzeugen, die aus einer einzigen Glasart bestehen. §. 1—18.

Cap. XLIX. Die dioptrische Farbenlehre §. 1—34.

Cap. L. Das Spiegelteleskop und achromatische Fernrohr §. 1—27.

Cap. LI. Neuere Entdeckungen in der Optik §. 1—27.

Anmerkung. Von den sieben Kupfertafeln gehören drei zum ersten, vier zum zweiten Theil.

Einleitung.

Kurze Übersicht des gesammten Umfanges der Naturkunde.

§. 1. Die gesammte Naturkunde (physica universalis), d. i. der gesammte Umfang wissenschaftlicher Untersuchungen über die Erscheinungen der Sinnenwelt, ist entweder historisch, Naturbeschreibung (historia naturalis); oder dogmatisch, Naturlehre (physica dogmatica).

§. 2. Der eigentliche Gegenstand der Naturbeschreibung (Naturgeschichte) ist die Aufsuchung alles dessen, was wir unmittelbar an den Körpern wahrnehmen, um sie danach zu classificiren. Ihre Eintheilung in Mineralogie, Botanik und Zoologie beruht auf dem wichtigen Unterschiede zwischen anorganischen und organischen Körpern, so wie auf der Eintheilung der letztern in Pflanzen und Thiere.

§. 3. Die Naturlehre hat es dagegen mit der Untersuchung der Naturkräfte, oder der Gesetze zu thun, nach welchen die Veränderungen in der Körperwelt erfolgen. Man muß aber erst die Naturkräfte einzeln kennen lernen, ehe man seinen Blick auf den allgemeinen Zusammenhang aller Naturerscheinungen richten darf. Jenes geschieht in der theoretischen, dieses in der angewandten Naturlehre.

§. 4. Die theoretische Naturlehre (physica theoretica) hat es entweder bloß mit den Naturkräften zu thun, die in der anorganischen, oder mit denen, die in der organischen Natur wirksam sind. Sie ist daher entweder anorganische, oder organische Naturlehre.

§. 5. Alle Veränderungen in der anorganischen Natur lassen sich unter zwei Arten bringen. Sie sind entweder Veränderungen im äußeren Zustande der Körper, oder in ihrer innern materiellen Beschaffenheit. Jene untersucht die mechanische, diese die chemische Naturlehre.

§. 6. Die organischen Erscheinungen hängen von einer höhern Art von Kräften ab, die wir erst sehr unvollständig kennen. Die organische Naturlehre hat einen mechanischen Theil, Anatomie der organischen Körper; einen chemischen, Chemie der organischen Körper; und einen besondern erklärenden, Physiologie der organischen Körper.

§. 7. Die angewandte Naturlehre (physica applicata) betrachtet das Ganze der Naturerscheinungen im Zusammenhange; entweder auf diesem Erdboden (physische Erdbeschreibung); oder außer demselben (physische Sternkunde). Mehr in der Idee, als in der Wirklichkeit läßt sich noch ein dritter Theil hinzufügen, welcher es versucht, die Entstehung des gegenwärtigen Zustandes der Natur begreiflich zu machen, die Geschichte der Natur (historia naturae). Was man unter dem Namen Geogonie, oder Geologie vorträgt, sind sehr mangelhafte Bruchstücke dieser Wissenschaft.

Die mechanische Naturlehre.

§. 8. In dem gegenwärtigen Grundriß haben wir es bloß mit der mechanischen Naturlehre zu thun, die man bisher in Verbindung mit wenigen Bruchstücken der Chemie, und einem dürftigen Abriß der physischen Geographie und Astronomie, schlechthin Physik oder Naturlehre genannt hat; eine Benennung, auf welche bei dem gegenwärtigen Zustande der gesammten Naturlehre kein einzelner Theil derselben vorzugsweise Anspruch machen kann. Die mechanische Naturlehre ist in ihren wesentlichen Theilen fast ganz mathematisch; so wie überhaupt jeder Theil der Naturlehre in desto engere Verbindung mit der Mathematik tritt, je tiefer man in die Kenntniß der Natur eindringt. Da aber der strenge mathematische Vortrag für den ersten Unterricht

zu schwierig sein würde, so weicht man demselben, so viel als möglich, durch den Experimentalweg aus, d. h. man giebt die Resultate, welche der mathematische Scharfsinn entdeckt hat, historisch an, und verbürgt sie gleichsam durch Experimente; daher der Begriff einer Experimental-Physik. Die vollständige Ausführung der mathematischen Theorien, überläßt man der angewandten Mathematik, unter den Benennungen der mechanischen und optischen Wissenschaften. Aber unerläßliches Geschäft der Physik ist es, durch Beobachtungen und Versuche die Grundlehren auszumitteln, auf welchen der Mathematiker weiter bauen kann.

Anmerkung. In einem vollständigen Systeme der mechanischen Naturlehre würden auch alle mathematischen Untersuchungen vollständig aufgenommen werden müssen, so fern sie nicht bloß technische Gegenstände (wie in der Maschinenlehre) betreffen. Für den ersten Unterricht ist Absonderung zweckmäßig, ja nöthig. Es ist aber klar, daß die angewandte Mathematik bei dem Vortrage nicht vorangehen, sondern der Physik folgen sollte.

§. 9. Der eigentliche Gegenstand der mechanischen Naturlehre ist der äußere Zustand der anorganischen Körper, oder noch bestimmter: die Erscheinungen der Ruhe und Bewegung, die wir in der Körperwelt wahrnehmen.

§. 10. Es giebt aber zweierlei gar sehr verschiedene Arten von Bewegungen. 1) Bewegung der wahrnehmbaren Körper selbst, und 2) Bewe-

gungen gewisser Wirkungen in den Körpern, die wir zwar wahrnehmen, aber ohne von dem bewegten Dinge selbst eine deutliche Vorstellung zu haben; dergleichen sind die Bewegungen der Wärme, des Lichts, der Electricität ꝛc. Erscheinungen der letzten Art schreibt man nicht ohne Wahrscheinlichkeit gewissen nicht wahrnehmbaren Materien zu (Wärmestoff, Lichtstoff, elektrische Materie). Hienach zerfällt die mechanische Naturlehre in zwei Theile: 1) in die Lehre von den wahrnehmbaren Körpern, und 2) in die Lehre von den nicht wahrnehmbaren Stoffen.

§. 11. Die Lehre von den wahrnehmbaren Körpern besteht aus vier Abschnitten:

1) Von den Körpern überhaupt.
2) Von den festen Körpern.
3) Von den tropfbaren Körpern.
4) Von den ausdehnsamen (oder luftförmigen) Körpern.

§. 12. Die Lehre von den nicht wahrnehmbaren Stoffen, hat bei dem gegenwärtigen Zustande der Wissenschaft auch vier Abschnitte:

1) Von der Wärme.
3) Von der Elektricität.
2) Von der magnetischen Kraft.
4) Vom Lichte.

§. 13. Es ist weder nöthig noch zweckmäßig, die Naturlehre streng nach diesem systematischen Entwurfe vorzutragen; besonders werden wir die Lehre von der

Wärme gleich nach dem Abschnitte von den festen Körpern vortragen, weil ohne Kenntniß der Gesetze, nach welchen die Wärme wirkt, die Lehre von den tropfbaren und ausdehnsamen Flüssigkeiten nur sehr mangelhaft vorgetragen werden kann.

Anm. Eine etwas vollständigere Ausführung dieser Übersicht findet man in der Schrift: Über den eigentlichen Sinn der höhern Analysis, nebst einer idealischen Uebersicht der Mathematik und Naturlehre. Berlin 1808.

Grundriß
der
mechanischen Naturlehre

Erster Abschnitt.
Von den Körpern überhaupt.

Erstes Capitel.
Allgemeine Übersicht der Eigenschaften, die allen Körpern zukommen.

§. 1. Alles, was uns unsere Sinne von der Außenwelt zeigen, sind entweder wirkliche Dinge, die wir Körper nennen; oder es sind Veränderungen, die in den Körpern vorgehen. Unter unsern Sinnen sind aber nur zwei, die uns von dem Dasein anderer Körper unmittelbar Nachricht geben, das Gesicht und das äußere körperliche Gefühl, welches ehemals Engel in seiner kleinen Schrift über das Licht nicht unpassend Getast zu nennen vorschlug. Bloß dieses letztere entscheidet ohne Zweideutigkeit, ob eine Erschei-

nung ein Körper sei, oder nicht. Ein Körper ist daher eigentlich ein tastbares Ding.

Anm. Gehör, Geruch, Geschmack und Gefühl sind subjective, Gesicht und Getast objective Sinne, d. h. was wir durch jene unmittelbar wahrnehmen, sind bloße Empfindungen des Subjects; was wir durch diese wahrnehmen, sind außer uns vorhandene Objecte.

Das Zeugniß des Gesichts über das Dasein eines Körpers ist zweideutig. Es giebt Körper, die wir nicht sehen (z. B. Luft), und es giebt sichtbare Erscheinungen, die keine Körper sind (z. B. das Himmelsgewölbe, das Bild im Spiegel u. dgl. m.). Ist Körper und Geist gesund, so entscheidet nur das Getast über das wirkliche Dasein eines Körpers.

Zu weiterer Entwickelung des Begriffs von einem Körper werden sich in der Folge Veranlassungen finden.

§. 2. Es giebt gewisse Eigenschaften, die allen Körpern gemein sind, entweder, weil wir sie ohne dieselben nicht wahrnehmen könnten, oder weil die Erfahrung lehrt, daß sie sich bei allen Körpern finden.

§. 3. Zur ersten Art gehört die Ausdehnung nebst dem, was damit nothwendig zusammenhängt. Jeder Körper hat eine bestimmte Gestalt, ob sie gleich bei tropfbaren, und luftförmigen veränderlich ist. Jeder Körper hat eine bestimmte Größe, oder nimmt einen bestimmten Raum ein, den man das Volumen desselben nennt. Jeder Körper ist theilbar: man muß aber geometrische und physische Theilbarkeit unterscheiden. Jene ist unbegränzt; ob diese auch unbegränzt sei, oder wie weit sie gehe, wissen wir nicht; nur lehrt die Erfahrung, daß sie durch die Kräfte der Kunst und der Natur bis ins Unbegreiflichfeine getrieben werde.

Anm. Beispiele sehr feiner physischer Theilungen sehe man in Gehlers oder Fischers physikalischen Wörterbüchern im Artikel Theilbarkeit.

§. 4. Ein Körper heißt undurchdringlich (impenetrabilis), in so fern in eben dem Raum, den er einnimmt, kein anderer sein kann. Die Undurchdringlichkeit macht die Körper tastbar; sie muß daher allen Körpern zukommen, besonders in Beziehung auf unsern eigenen Körper. Dessen ungeachtet kann man fragen, ob sie auch allen Körpern ganz unbedingt, d. h. unter allen Umständen zukomme.

§. 5. Sie findet ohne Widerspruch statt, 1) zwischen jeden zwei ganz gleichartigen Körpern, sie mögen fest, oder tropfbar, oder luftförmig sein; 2) zwischen jeden zwei festen Körpern, so lange sie in diesem Zustand bleiben, auch wenn sie ungleichartig sind; 3) zwischen einem festen und einem flüssigen Körper, er sei tropfbar oder luftförmig, so lange der feste Körper fest bleibt. Daher findet sie auch 4) zwischen unserm eigenen, und allen übrigen wahrnehmbaren Körpern ohne Zweideutigkeit statt, und eben dadurch wird sie Bedingung der Wahrnehmbarkeit.

Aber sie wird zweifelhaft, wenn sich zwei flüssige (tropfbare oder luftförmige) Körper mischen, oder wenn sich ein fester in einem flüssigen auflöst; kurz, wenn zwei Körper eine wirklich völlig gleichartige Mischung bilden, die man von einem noch so feinem Gemenge wohl unterscheiden muß.

Anm. Eine genauere Analyse dieser Begriffe findet man in der Schrift: Darstellung der Lehre von der Verdunstung (Berlin 1810 bei Dunker und Humblot). S. 32. bis 57, und 67. bis 76.

§. 6. Eine nothwendige Folge der Undurchdringlichkeit ist die Sperrbarkeit (coërcibilitas), so daß die Wörter undurchdringlich, tastbar und sperrbar eigentlich einerlei sagen.

§. 7. Schwere und Beweglichkeit sind zwar nicht Bedingungen der Wahrnembarkeit, aber die Erfahrung lehrt, daß sie allen wahrnehmbaren Körpern ohne Ausnahme zukommen. Da aber diese beiden Eigenschaften der Körper zu den wesentlichsten Gegenständen der mechanischen Naturlehre gehören, so werden wir in mehreren Capiteln umständlicher von ihnen handeln.

§. 8. Expansibilität oder Ausdehnbarkeit, d. h. die Fähigkeit, einen größern Raum einzunehmen, und Compressibilität oder Preßbarkeit, d. h. die Fähigkeit, einen kleineren Raum einzunehmen, sind allgemeine Eigenschaften aller wahrnehmbaren Körper. Denn im dritten Abschnitte werden wir sehen, daß durch die Wärme wirklich alle Körper ausgedehnt, durch die Kälte aber in einen kleineren Raum zusammengezogen werden.

Anm. Mit der erstern muß man Expansivkraft, oder Ausdehnsamkeit, d. i. ein thätiges Bestreben, sich auszudehnen, nicht verwechseln. Ein solches Bestreben zeigt sich nur bei luftförmigen Körpern; desgleichen bei elastischen festen Körpern, wenn sie über ihr natürliches Volumen zusammengepreßt werden. Ein Bestreben, sich zusammen zu ziehen, heißt Contractilität. Ein solches findet sich auch nur bei elastischen Körpern, wenn sie über ihr natürliches Volumen ausgedehnt worden.

§. 9. Die meisten Lehrbücher zählen noch Elasticität oder Federkraft, d. i. ein Bestreben Raum und Gestalt nicht zu verändern, oder, wenn sie geändert worden, wieder herzustellen, desgleichen Porosität (Durchlöcherung) unter die allgemeinen Eigenschaften der Körper. Aber die erste wird, wenn der Begriff scharf gefaßt wird, als allgemeine Eigenschaft zweifelhaft; noch mehr sind von der letztern die Beweise der Allgemeinheit unvollständig, oder beruhen auf Mißverständnissen.

§. 10. Alles bisherige gilt nur von den wahrnehmbaren Körpern. Aber je tiefer man in die Kenntniß der Natur eindringt, desto mehr fühlt man sich gedrungen, auch das Dasein nicht wahrnehmbarer Materien anzuerkennen (Einl. §. 10.). Unter den neueren Naturforschern sind sehr viele aus guten Gründen geneigt, allen nicht wahrnehmbaren Materien, Schwere und Undurchdringlichkeit abzusprechen, und ihnen außer den besondern Eigenschaften, die jeder Art eigen sind, nur Ausdehnung und Beweglichkeit zu lassen. Andere legen ihnen die beiden ersten Eigenschaften zwar bei, aber nur in einem für unsere Sinne nicht wahrnehmbaren Grade. Beide pflegen daher auch diese Stoffe unwägbare (imponderabilia), oder unsperrbare (incoërcibilia) Stoffe zu nennen. Es wird daher zweckmäßig sein, die Wörter Körper und Materie nicht als gleichbedeutend zu brauchen. Materie wollen wir alles nennen, worin wirkende (nur nicht geistige) Kräfte liegen, es sei wahrnehmbar oder nicht. Körper hingegen ist nur das Wahrnehmbare. Alles Körperliche ist materiell, aber nicht umgekehrt alles Materielle körperlich.

Zweites Capitel.

Von dem Aggregatzustande der Körper.

§. 1. Unter dem Aggregatzustande der Körper versteht man die Art, wie die Theile derselben neben einander bestehen, oder zusammen gehalten werden. Alle Körper sind nämlich entweder fest, d. h. ihre Theile hängen mit einer beträchtlichen Kraft zusammen, so daß sie sich weder leicht trennen, noch auf einander verschieben lassen; woraus folgt, daß sie eine bestimmte selbstständige Gestalt haben. Oder sie sind flüssig, d. h.

ihre Theile hängen so lose zusammen, daß sie sich leicht trennen, und noch leichter verschieben lassen, daher sie auch keine selstständige Gestalt haben, sondern immer nur die Gestalt des Gefäßes, oder Raumes annehmen, in welchen sie gesperrt sind. Unter den flüssigen Körpern zeigt sich wieder ein merkwürdiger Unterschied. Einige zeigen kein Bestreben sich auszudehnen, diese nennt man tropfbare Körper; bei andern zeigen die Theile ein stetes Bestreben sich von einander zu entfernen, so daß sie nur durch äußeren Druck in dem Raume, den sie füllen, erhalten werden können. Diese nennt man ausdehnsame oder luftförmige Körper.

Festigkeit, Tropfbarkeit und Ausdehnsamkeit sind also die drei Aggregatzustände der Körper.

Anm. Den Theilen einer nicht wahrnehmbaren Materie muß man ohne Zweifel einen andern Aggregatzustand beilegen, als den wahrnehmbaren Körpern. Redet man also von Materie überhaupt, so giebt es vier Aggregatzustände derselben.

§. 2. Manche Körper können durch die Kräfte der Natur und Kunst in alle drei Aggregatzustände versetzt werden, ohne einen wahrnehmbaren Bestandtheil aufzunehmen, oder zu verlieren, z. B. Wasser, Queckſilber und die meisten leichtflüssigen Metalle. Andere zeigen sich nur unter zwei Zuständen, z. B. die schmelzbaren Metalle, Weingeist und viele andere tropfbare Flüssigkeiten. Noch andere zeigen sich immer nur unter einem einzigen Zustande, z. B. die beständigen Luftarten.

Anm. Seit Entdeckung der stärksten Hitze-Erregung durch Knall-Luft giebt es kein unschmelzbares Metall, und bei allen hat man schon längst sogar Spuren ven Verflüchtigung durch Hitze wahrgenommen. Auch die reinen, bisher einfach genannten, Erden sind nicht unschmelzbar; und bei dem Weingeiste hat man in den äußersten Graden künst-

licher Kälte den Anfang eines Gerinnes wahrnehmen wollen. Kurz alles deutet darauf, daß jede körperliche Materie durch Einwirkung der Hitze und Kälte alle drei Aggregatzustände durchlaufen könne.

§. 3. Die Naturlehre kennt zwei Mittel, den Aggregatzustand der Körper zu ändern. Das erste ist die Kraft der Wärme. Das Wasser z. B. ist bei mittlerer Wärme tropfbar; in starker Kälte fest; durch Verdunstung wird es ausdehnsam. Diese Verdunstung erfolgt, wie wir weiter unten zeigen werden, unmerklich unter allen Temperaturen, sehr schnell aber beim Kochen. Das zweite Mittel ist die Kraft chemischer Vermischungen. Wenn sich zwei Körper innigst vermischen, so theilt oft einer dem andern seinen Aggregatzustand mit, oft nimmt auch die Mischung einen ganz andern Zustand an, als ihre Bestandtheile hatten.

Ein Salz z. B. wird im Wasser tropfbar, das Wasser selbst wird in krystallisirten Salzen fest. Die sehr feuerbeständige Kieselerde nimmt in der flußsauren Luft den ausdehnsamen Zustand an. Salzsaure Luft und luftförmiges Ammonium bilden zusammen festen Salmiak; Oxygenluft und Hydrogenluft bilden zusammen tropfbares Wasser; u. dgl. m. Sollte die Wärme, wie höchst wahrscheinlich ist, die Wirkung eines gewissen nicht wahrnehmbaren Stoffes sein, so schmelzen beide Mittel in eins zusammen; indem nämlich die durch bloße Wärme bewirkte Veränderung des Aggregat-Zustandes betrachtet werden kann als chemische Verbindung eines Stoffes mit Wärmestoff.

§. 4. Die Verschiedenheit des Aggregatzustandes rührt ohne Zweifel von der Verbindung einer anziehenden und abstoßenden Grundkraft her; von denen vielleicht die erste nur den Theilchen der wahrnehmbaren Materie, die andere aber dem Wärmestoffe, der sich mit ihr verbindet, eigen sein mag. Der Körper ist fest, wenn die anziehende Kraft überwiegt; tropfbar, wenn

beide im Gleichgewicht stehen; ausdehnsam, wenn die abstoßende Kraft überwiegt.

Anm. Ueber das Wesen des tropfbaren Zustandes werden im vierten Abschnitt einige nähere Erörterungen vorkommen.

§. 5. Der Aggregatzustand der Körper hat großen Einfluß auf alle Naturerscheinungen, und besonders auch auf die Gesetze der Bewegung und des Gleichgewichtes. Daher die in der Einleitung §. 11. erwähnten Abschnitte der mechanischen Naturlehre.

Anm. In den sogenannten vier Elementen des Aristoteles, Erde, Wasser, Luft und Feuer, liegt eine verfehlte, aber nicht zu verkennende Beziehung auf die Aggregatzustände der Materie.

Drittes Capitel.

Unendliche Mannigfaltigkeit in der materiellen Beschaffenheit der Körper.

§. 1. Die Erfahrung lehrt, daß ein Körper ganz anders als der andere auf unsere Sinne und auf andere Körper wirkt. Hierin besteht die materielle Verschiedenheit der Körper, welche in der That unendlich groß ist.

§. 2. Man hat sich vormals diese Erscheinung fast allgemein begreiflich zu machen gesucht bloß durch die Annahme, daß die kleinsten Theilchen der Körper vielleicht von einerlei materieller Beschaffenheit, aber an Größe, Gestalt, Lage und gegenseitiger Entfernung, in verschiedenen Körpern verschieden wären. Allein diese Vorstellungsart ist weder genugthuend, noch erweislich.

§. 3. Die Erfahrung ist die einzige sichere Wegweiserin in der Naturlehre, und obgleich die Aufschlüsse, welche sie uns in Ansehung dieses Punktes gegeben hat, in die chemische Naturlehre gehören, so ist

es doch zu einer richtigen Ansicht der Natuererscheinungen überhaupt nöthig, die Resultate der chemischen Untersuchungen schon hier in gedrängter Kürze darzulegen.

§. 4. Fast alle Körper, die uns die Natur liefert, sind aus ungleichartigen Stoffen zusammengesetzt (z. B. Zinnober aus Queckſilber-Oxyd und Schwefel), die man ihre Bestandtheile nennt, zum Unterschiede von Theilen, welches bloß die gleichartigen, oder räumlich trennbaren Stücke eines Körpers sind. Oft lassen sich die Bestandtheile eines Körpers nochmals in entferntere Bestandtheile zerlegen (z. B. Queckſilber-Oxyd, in Queckſilber und Oxygen). Doch kommt der Chemiker zuletzt immer auf Stoffe, die er nicht weiter zerlegen kann, sei es nun, daß sie wirklich einfach und unzerlegbar sind, oder daß er die Mittel, sie weiter zu zerlegen, noch nicht kennt. Wir wollen daher dergleichen Stoffe nicht einfache Stoffe nennen, sondern Grundstoffe; durch diese Benennung aber ihre Zersetzbarkeit oder Unzersetzbarkeit unentschieden lassen.

§. 5. Die Anzahl der Stoffe, welche die Chemiker gegenwärtig noch nicht haben zerlegen können, ist an sich nicht unbeträchtlich, aber nur klein im Vergleich gegen die unendliche Mannigfaltigkeit der Körper. Ihre Liste, die man in den Handbüchern der Chemie nachsehen muß, verändert sich fast mit jedem Jahre, indem es öfters gelingt, ganz neue Grundstoffe zu entdecken, oder andere durch Anwendung neuer Behandlungsarten zu zerlegen. — Aus diesem Grunde wird sie hier übergangen.

Um übrigens den im Vorigen erklärten Begriffen mehr Anschaulichkeit zu geben, wollen wir einige wenige chemische Erscheinungen näher betrachten.

§. 6. Ein reines Salz, z. B. Glaubersalz, Salpeter, Kochsalz ꝛc. löset sich in reinem Wasser vollständig auf, und bildet damit eine einzige völlig gleichartige Flüssigkeit.

In dieser Auflösung zeigt selbst das stärkste Vergrößerungsglas keine Salztheilchen mehr. Auch würde es den Gesetzen der Schwere widersprechen, wenn man annehmen wollte, daß die Salztheilchen nur unendlich fein getheilt im Wasser schwämmen. Man muß vielmehr annehmen, daß sie selbst flüssig geworden sind, und sich mit den Wassertheilchen gegenseitig durchdrungen haben. Auch die vollkommene Durchsichtigkeit einer reinen Auflösung widerspricht nach den Gesetzen der Optik der Vorstellung, als ob die Salztheilchen nur fein zertheilt im Wasser schwämmen. Man sieht hieraus den großen Unterschied zwischen einer Mischung und einem Gemeng. Die Salzauflösung ist ein zusammengesetzter Körper, seine näheren Bestandtheile sind Salz und Wasser.

§. 7. Setzt man eine solche Salzauflösung einer mäßigen Wärme aus, so verdunstet das Wasser, das Salz aber bleibt in fester Gestalt zurück. Dies ist ein Beispiel einer chemischen Zerlegung oder Scheidung.

§. 8. Das Glaubersalz selbst läßt sich aus Schwefelsäure und reiner Soda oder Natron zusammensetzen. Diese Stoffe sind also entferntere Bestandtheile der obigen Salzauflösung (§. 6.), und die näheren Bestandtheile des Glaubersalzes selbst. Die Schwefelsäure aber kann aus Schwefel und Oxygen zusammengesetzt werden. Die beiden letzten sind also selbst in Ansehung des Glaubersalzes entferntere Bestandtheile. Schwefel und Oxygen sind unzersetzte Stoffe; Natrum aber ist nach neueren Versuchen selbst eine innige

Verbindungen von Oxygen und einem metallähnlichen Stoffe, den man Sodium genannt hat.

§. 9. Wenn man ein Quart Oxygen-Luft (sogenannte Lebensluft) und zwei Quart Hydrogen-Luft (leicht brennbare Luft) zusammenbringt, so mischen sie sich zu einer ganz gleichförmigen Luftart, die man Knall-Luft nennt. Bringt man in eine Glaskugel, die so vollkommen gesperrt ist, daß nichts wägbares hinein oder herauskommen kann, etwa den fünften Theil dessen, was die ganze Kugel an Knall-Luft fassen kann, und läßt einen elektrischen Funken durchschlagen, so entzündet sich die eingeschlossene Masse. In dem Augenblicke ist alle Luft verschwunden, und die Kugel mit Wasserdunst beschlagen. Man kann den Versuch so oft wiederholen, bis so viel Flüssigkeit entstanden ist, als zur Überzeugung, daß es wirklich Wasser ist, erforderlich sein möchte. Die Beschreibung einer bequemen Geräthschaft zu diesem Versuche findet man in Scherers Journal der Chemie B. X. S. 310 u. f.

§. 10. Der beschriebene Versuch ist aus mehr als einer Ursache merkwürdig und lehrreich.

1) Nichts erscheint unsern Sinnen gleichartiger und einfacher bis in die kleinsten wahrnehmbaren Theilchen, als reines Wasser, weswegen man es auch von den ältesten Zeiten bis zu der neuern Epoche der Chemie ganz einstimmig für einen unzerlegbaren Grundstoff hielt; und doch wird es in diesem Versuche auf eine so unzweideutige Art aus zwei unter sich und gegen das Wasser ganz ungleichartigen Stoffen zusammengesetzt. Auch ist der Chemiker im Stande, durch andere Versuche, welche hier aber übergangen werden müssen, dieselbe bestimmte Quantität von Oxygen und Hydro-

gen, die zur Zusammensetzung erfoderlich ist, aus dem Wasser wieder abzuscheiden. 2) Wird der Versuch mit einer Geräthschaft angestellt, welche es verstattet, das Gewicht der Bestandtheile, zuerst getrennt vor dem Versuche, dann nach der Mischung zu Knall-Luft, und endlich nach der Verwandlung in Wasser, auf's genauste zu bestimmen, so läßt sich zeigen, daß bei diesen Processen das absolute Gewicht nicht die geringste Veränderung leide, daß also wägbare Materie weder entstehe, noch vernichtet werde; eine Thatsache, die sich bei allen chemischen Versuchen ohne alle Ausnahme bestätigt. 3) Die Knall-Luft zeigt sich bei der genausten Untersuchung als ein eben so vollkommen gleichartiger Stoff, wie das Wasser. Sie hat also den Charakter einer wahren Mischung (Cap. I. 5. III. 6.), nicht eines Gemenges. Denn da reine Hydrogen-Luft 12 bis 13 mal leichter ist als Oxygenluft, so ist klar, daß beide Luftarten, wie fein man sie auch mengen möchte, sich durch die große Verschiedenheit ihres Gewichts, in der Ruhe bald wieder trennen müßten, welches nicht geschieht. 4) Hundert Gran Wasser und hundert Gran reiner Knall-Luft, bestehen also aus denselben wahrnehmbaren Bestandtheilen, in demselben Menge-Verhältniß. Da sie aber dennoch in ihrer materiellen Beschaffenheit so gänzlich von einander verschieden sind, so ist klar, daß die Betrachtung der wahrnehmbaren und wägbaren Bestandtheile, und ihrer Eigenschaften, allein nicht hinreiche, die materielle Verschiedenheit der Körper begreiflich zu machen; sondern daß der Grund dieser Verschiedenheit der Körper vorzüglich in nicht wahrnehmbaren Stoffen (als Wärmestoff, Lichtstoff, elektrischer Materie ꝛc.) liegen müsse, indem sie als nicht wahrnehm-

bare Bestandtheile in beiden Körpern (Knall-Luft und Wasser) ungleich vertheilt, und auf ungleiche Art wirksam, aber nicht an sich, sondern nur durch ihre Wirkungen wahrnehmbar sind. — Die Erhitzung und Lichterscheinung, die sich beim Verbrennen zeigt, macht es wahrscheinlich, daß in der Knall-Luft eine Menge Wärmestoff und Lichtstoff gebunden sei, die bei dem Verbrennen ganz oder zum Theil frei werden. Dunkler ist die Rolle, welche die Elektricität dabei spielt.

§. 11. Nicht bei allen chemischen Mischungen geht eine so auffallende und gänzliche Veränderung in den Eigenschaften der Bestandtheile vor, als in dem beschriebenen Versuche; aber dennoch ist es eine ganz allgemeine, und höhst merkwürdige Erfahrung, daß bei allen wahren Mischungen alle Eigenschaften der Bestandtheile Veränderungen leiden, die sich aus den Eigenschaften der wahrnehmbaren Bestandtheile nicht erklären, und noch weniger durch Schlüsse vorausbestimmen lassen. Diese Bemerkung erstreckt sich sogar auf alle mechanischen Eigenschaften der Bestandtheile (als Cohäsionskraft, Härte, specifisches Gewicht, Elasticität u. s. f.), bloß mit Ausnahme des absoluten Gewichts. Wir werden daher in der Folge öftere Veranlassung finden, auf diese Bemerkung zurück zu weisen.

§. 12. Man kann daher die materielle Beschaffenheit, oder die eigenthümlichen Eigenschaften eines Stoffes nur dann wahrnehmen, wenn er frei, d. h. wenn er völlig abgesondert dargestellt ist. So können z. B. die eigenthümlichen Eigenschaften des Oxygens nur dann sicher erkannt werden, wenn es durch Glühen von Braun-

stein (Mangan-Oxyd), oder von rothem Queckſilber-Oxyd, abgeſondert dargeſtellt iſt.

Befindet ſich aber ein Stoff in einer vollkommenen Miſchung mit einem andern, ſo nennt man ihn gebunden. Und dann entziehen ſich oft alle ſeine eigenthümlichen Eigenſchaften der Wahrnehmung. So verhält es ſich z. B. mit dem Oxygen, ſo fern es ein Beſtandtheil des Waſſers iſt. Doch giebt es auch Miſchungen, wo die eigenthümlichen Eigenſchaften eines Stoffes nicht gänzlich der Wahrnehmung entzogen ſind, ſondern nur in verminderem Grade erſcheinen. So verhält es ſich mit dem Oxygen in der atmoſphäriſchen Luft. In ſolchen Verbindungen pflegt man öfters einen ſolchen Stoff auch frei zu nennen. Richtiger ſagt man ſchwach gebunden.

§. 13. Bei allen Veränderungen der materiellen Beſchaffenheit der Körper zeigen uns die Sinnen, außer der Miſchung, oder Zerlegung wahrnehmbarer Materie, nichts als ein dunkles Spiel unſichtbarer Kräfte, und ſelbſt bei dem allereinfachſten chemiſchen Verſuche zeigen ſich Spuren von Mitwirkung der Wärme, des Lichtes, der Elektricität u. ſ. f. Die Vorſtellungsart alſo über den Grund von der materiellen Verſchiedenheit der Körper, zu welcher uns die Erfahrung berechtigt, läuft darauf hinaus, daß es eine gewiſſe Anzahl einfacher, aber weſentlich verſchiedener wahrnehmbarer Grundſtoffe gebe, in deren mannigfaltigen Zuſammenſetzung wir den Grund der materiellen Verſchiedenheit, ſo weit er durch die Sinnen unmittelbar erkennbar iſt, aufſuchen müſſen; daß aber dabei nicht wahrnehmbare Materien eine ſehr wichtige, aber ſchwer auf deutliche Begriffe zu bringende Rolle ſpielen, in Rückſicht derer aber der Naturforſcher auf ſeiner Huth ſein muß, nicht bloße Spiele der Ein-

bildungskraft für Wissenschaft zu nehmen. Nur ist man in der That, wegen der unbeschränkten Allgemeinheit der §. 11. erwähnten Erscheinung, genöthigt anzunehmen, daß jeder Körper aus wahrnehmbaren und nicht wahrnehmbaren Bestandtheilen zusammengesetzt sei.

§. 14. Wenn eine vollkommene Mischung zweier Stoffe entsteht, so ist dieses ohne Zweifel die Folge einer Anziehung, einer Neigung sich zu verbinden, oder vielmehr zu durchdringen; denn ohne wirkliche Durchdringung ist keine wahre Gleichartigkeit der Materie denkbar. Man nennt diese Anziehung die Affinität, oder Verwandschaft der Stoffe, und sieht sie als eine Grundkraft an, die zwar bei jeder Berührung zweier ungleichartigen Körper eine Mischung derselben zu bewirken strebt, aber an ihrer wirklichen Hervorbringung sehr oft durch entgegenwirkende Kräfte gehindert wird. Eine solche Kraft ist besonders die Cohäsionskraft fester Körper, die, wie wir im folgenden Abschnitte sehen werden, oft von bewundernswürdiger Stärke ist. Daher ist es auch in der Chemie ein Gesetz, welches nur wenige Ausnahmen leidet, daß die Körper nur im flüssigen Zustande auf einander wirken.

Viertes Capitel.

Mathematische Begriffe und Sätze von der Bewegung.

§. 1. Es ist schon in der Einleitung §. 9. bemerkt worden, daß die Gesetze des Gleichgewichts und der Bewegung einen Hauptgegenstand der mechanischen Naturlehre ausmachen. Wenn man daher die Natur-Erscheinungen von der mechanischen Seite richtig beurtheilen will, so ist es durchaus nothwendig, sich zuerst mit der rein mathematischen Theorie der Bewegung, die wir Phoronometrie

nennen wollen, wenigstens in ihren Anfangsgründen bekannt zu machen. Dieses ist der Zweck des gegenwärtigen Capitels.

Anm. Eigentlich ist der Physiker zum Vortrage dieser Theorie eben so wenig verpflichtet, als zum Vortrage und Beweise geometrischer, oder arithmetischer Sätze. Allein so lange man die Bewegungslehre, mit Einmischung der physicalischen Begriffe von Körpern, Massen, und Kräften, erst in der angewandten Mathematik vorträgt, die ihrem Begriffe nach (Einl. §. 8.) der Physik nicht vorangehen, sondern folgen muß, so bleibt demjenigen, welcher Physik vortragen soll, nur die Wahl, entweder durch Weglassung des Mathematischen seicht zu werden, oder die mathematischen Anfangsgründe der Bewegungslehre in seinen Vortrag aufzunehmen. Der Verfasser hat aber geflissentlich schon bei der zweiten Ausgabe, in dem gegenwärtigen Capitel den rein mathematischen Vortrag gewählt, um es anschaulich zu machen, daß es ein bloßes Vorurtheil ist, wenn man meint, daß sich die Theorie der Bewegung gar nicht ohne die physikalischen Begriffe von Kraft und Masse vortragen lasse. Selbst der Begriff des Gleichgewichts (Aufhebung entgegengesetzter Bewegungen) ist an sich rein mathematisch, wenn gleich das Wort von einer physischen Erscheinung entlehnt ist.

§. 2. Die Stelle, in welcher man irgend ein räumliches Ding (es sei ein geometrischer Körper, oder eine Linie, oder ein bloßer Punkt) im Raume setzt, heißt der Ort desselben. Beharren am Orte heißt Ruhe, Veränderung desselben Bewegung.

Der Raum, welchen ein bewegter Gegenstand durchläuft, heißt sein Weg. Ist der bewegte Gegenstand ein Punkt (und von der Bewegung des Punktes muß alle Theorie ausgehen), so ist sein Weg eine Linie, und die Bewegung heißt geradlinig oder krummlinig, je nachdem dieser Weg gerade oder krumm ist. Wenn die Bewegung in keinem Augenblicke unterbrochen wird, so heißt sie stätig; besteht sie aber (wie die Bewegung

eines Uhrzeigers) aus einem Wechsel von Bewegung und Ruhe (wäre die letzte auch noch so kurz), so heißt sie absetzend oder springend.

Wenn ein stätig bewegter Punkt in gleichen Zeiten gleiche Wege zurücklegt, so heißt seine Bewegung gleichförmig; sind aber die in gleichen Zeiten beschriebenen Wege ungleich, so heißt sie ungleichförmig. Nehmen bei der ungleichförmigen Bewegung in gleichen Zeittheilen die Wege zu, so heißt die Bewegung zunehmend, oder beschleunigt; werden sie in jedem folgenden gleichen Zeittheil kleiner, so heißt die Bewegung abnehmend.

Von einer Linie, einer Fläche, oder einer körpirlichen Ausdehnung kann man nur dann sagen, daß sie eine einzige Bewegung habe, wenn alle Punkte derselben einerlei Bewegung haben, also alle in denselben oder in parallelen Richtungen forträcken.

§. 3. Die innere (intensive) Größe einer Bewegung nennt man Geschwindigkeit. Ihr äußeres anschauliches Maaß ist bei einer gleichförmigen Bewegung der Weg, welchen ein Punkt in einer Zeit-Einheit zurücklegt.

Ein ungleichförmig bewegter Punkt hat in jedem Augenblicke eine andere Geschwindigkeit. Das Maaß derselben ist dann in jedem Augenblick der Weg, den der Punkt in einer Zeiteinheit gleichförmig zurücklegen würde, wenn er von diesem Augenblicke an mit der Bewegung, die er hat, gleichförmig fortginge.

Hieraus ist begreiflich, wie man die Geschwindigkeit in jedem Falle durch Linien vorstellen könne, indem die Linie sowohl die Richtung als die Geschwindigkeit anschaulich macht.

Theorie der gleichförmigen Bewegung.

§. 4. Die Theorie einer Bewegung ist nichts anders, als die bestimmte Kenntniß der Art, wie bei die-

ser Bewegung Zeit, Weg und Geschwindigkeit unter einander zusammenhängen.

Bei der gleichförmigen Bewegung ist dieser Zusammenhang äußerst einfach, und beruht auf folgendem Lehrsatz.

Der Weg eines gleichförmig bewegten Punktes ist der Zeit proportional, und wird daher gefunden, wenn man die Geschwindigkeit mit der auf die Bewegung verwendeten Zeit multiplicirt.

Denn da der in einer Zeiteinheit gemachte Weg das Maaß der Geschwindigkeit ist (§. 3.), so wird der Punkt diesen Weg so oft zurücklegen, als viele Zeiteinheiten während seiner Bewegung verstreichen, und der Weg muß daher in gleichem Verhältniß mit der Zeit zunehmen.

Anm. Man sieht leicht, daß überhaupt bei der gleichförmigen Bewegung, Zeit, Weg und Geschwindigkeit so zusammenhängen, daß durch zwei derselben das dritte bestimmt ist. Nennt man t die Zeit, s den Weg, und c die Geschwindigkeit, so ist unmittelbar nach dem Lehrsatze

$$\text{I) } s = ct, \text{ woraus folgt II) } t = \frac{s}{c} \text{ und III) } c = \frac{s}{t}$$

Drei Sätze, deren Sinn leicht durch Beispiele anschaulich gemacht werden kann.

Verbindung von zwei oder mehreren Bewegungen.

§. 5. Wenn ein Punkt auf der Linie AB Fig. 1. gleichförmig von A gegen B fortrückt, so kann während dieser Bewegung die Linie AB selbst eine zweite Bewegung in der Fläche ABEC, diese Fläche selbst aber eine dritte in dem körperlichen Raume BH, dieser Raum eine vierte in Beziehung auf einen noch größeren Raum u. s. f. haben. Und in diesm Sinne kann also ein bewegter Punkt so viel Bewegungen, als man will, zugleich haben.

Man kann aber alsdann die Bewegung des Punktes in Beziehung auf jeden einzelnen dieser Räume betrachten; d. h. man kann fragen, wie bewegt er sich: 1) in der Linie AB, von allen übrigen Bewegungen abgesehen; 2) wie bewegt er sich durch Verbindung der beiden ersten Bewegungen in der Fläche ABEC; 3) wie bewegt er sich durch Verbindung der drei ersten Bewegungen in dem körperlichen Raume BH u. s. f.

Man nennt aber die Bewegung des Punktes, so fern sie auf irgend einen dieser Räume bezogen wird, eine relative Bewegung; denkt man sich aber irgend einen dieser Räume als den letzten und als unbewegt, so nennt man die auf ihn bezogene Bewegung die wirkliche, wahre, oder absolute Bewegung des Punktes. Denke ich mir also die Linie AB unbewegt, so heißt schon die erste Bewegung absolut; denke ich die Fläche ABEC unbewegt, so ist die Bewegung des Punktes in dieser Fläche eine absolute u. s. f.

Es ist also klar, daß der Unterschied zwischen relativer und absoluter Bewegung gar nicht in der Sache, sondern lediglich in der Vorstellung liegt, und daß man jede Bewegung beliebig als absolut, oder als relativ betrachten kann; das erste, wenn man sich den Raum, auf den sie bezogen wird, als unbewegt, das letzte, wenn man ihn selbst als bewegt denkt.

Hat nun ein Punkt in dem erklärten Sinne mehrere Bewegungen zugleich, so muß man im Stande sein, zu bestimmen, welche absolute Bewegung das Ergebniß aller dieser Bewegungen sei. Diese Bestimmung ist einfacher und leichter, als man glauben sollte, wie die folgenden §§. zeigen werden.

§. 6. Wenn man einem beweglichen Punkte in einer und derselben Richtungslinie zwei Bewegungen beilegt, d. h. wenn man ihn die erste Bewegung

in einem Theile dieser Linie machen läßt, die andere aber diesem Theile der Linie selbst beilegt, so überzeugt man sich leicht von der Richtigkeit folgender Sätze:

1) Sind die Geschwindigkeiten beider Bewegungen gleich aber entgegengesetzt, so heben sich beide Bewegungen auf, und der Punkt ruht.

2) Sind die Geschwindigkeiten ungleich, aber entgegengesetzt, so bewegt sich der Punkt nach der Seite der größeren Geschwindigkeit, und seine wirkliche Geschwindigkeit ist die Differenz der beiden zuerst genannten.

3) Sind die Geschwindigkeiten gleich oder ungleich, und nach derselben Seite gerichtet, so geht der Punkt nach dieser Seite, mit einer Geschwindigkeit, welche die Summe der beiden angenommen ist.

Der Verfasser empfiehlt, sich zuerst von der Richtigkeit dieser Sätze durch unmittelbare Betrachtung der einzelnen Fälle zu überzeugen; demnächst aber auch die Umstände der Bewegug in allgemeinen Größenzeichen darzustellen. Der Gebrauch der Buchstaben gewähret hier, wie überall, den Vortheil, daß man nur einen einzigen Fall unmittelbar betrachten darf, und daß dennoch die Formeln für alle Fälle gültig sind; was besonders seinen Grund in dem Gebrauche der Vorzeichen hat.

Man betrachte also den Fall, wo beide Bewegungen einstimmige Richtung haben, die wir für positiv nehmen. Die Geschwindigkeit die man unmittelbar dem Punkte A Fig. 2. beilegt, sei $AB = +C$, so legt er in der Zeit t den Weg $+Ct$ zurück (§. 4.). Dieser Weg aber bewege sich selbst in eben der Richtung mit der Geschwindigkeit $AC = +c$ fort, so legt jeder Punkt desselben in der Zeit t den Weg ct zurück. Der Punkt hat also für sich den Weg Ct, mit der bewegten Linie zusammen aber den Weg $Ct + ct = (C + c)\,t$ gemacht. Dividirt man dieses durch die Zeit t, so ist der Quotient die absolute Geschwindigkeit des bewegten Punktes. Nennt man diese Geschwindigkeit v, so ist $v = C + c = AB + AC$, oder $= AD$, wenn $BD = AC$.

Will man nun den ersten Fall betrachten, so setze man c = — C. Bei dem zweiten Falle ist es hinreichend, eine der beiden Geschwindigkeiten negativ zu setzen. Bei dem dritten Falle hat man nun die Gleichung v = C + c in ungeänderter Gestalt zu betrachten.

§. 7. Lehrsatz. Wenn man einem in A Fig. 3. befindlichen Punkte zwei Geschwindigkeiten AB und AC (§. 3.) in den Richtungen dieser Linien beilegt, so bewegt sich der Punkt wirklich in der Diagonale AD des Parallelogramms ABCD, welche sich zwischen den Linien AB und AC zeichnen läßt, und die Größe der Diagonale AD stellt die wahre Geschwindigkeit vor, mit welcher er sich in dieser Richtung gleichförmig bewegt.

Beweis. Einem beweglichen in A befindlichen Punkte die beiden Geschwindigkeiten AB und AC beilegen, heißt, nach §. 5. annehmen: er gehe auf der Linie AB in der Zeit = 1 gleichförmig von A gegen B; während dieser Bewegung aber rücken alle Punkte von AB parallel mit AC gleichförmig fort, und legen jeder in der Zeit 1 einen Weg = AC zurück.

Vollendet man also das Parallelogramm ABCD, so ist klar, daß der Punkt am Ende der Zeiteinheit in D sei. Denn er hat die ganze Linie AB zurückgelegt, diese Linie ist aber selbst in die Lage CD übergegangen.

Daß er sich aber auch in jedem andern Augenblicke auf der Diagonale befinde, läßt sich so beweisen. Der Punkt sei auf AB bis E gekommen. Man ziehe durch E die Linie EG parallel mit AC und durch F, wo die Diagonale geschnitten wird, HI parallel mit AB, so verhält sich nach bekannten geometrischen Sätzen AE : AB = AF : AD = AH : AC. Da sich nun bei der gleichförmigen Bewegung die Wege wie die Zeiten verhalten, so haben während dessen, daß der Punkt von A bis E gerückt ist, alle Punkte der Linie AB einen Weg = AH = EF = BI gemacht; d. h. der Punkt E befindet sich auf der Diagonale in F.

Und da sich AF : AD eben so verhält, wie AE : AB, also wie die auf die Bewegung verwendete Zeit, so ist die Bewegung auf der Diagonale gleichförmig.

Man sieht leicht ein, daß der Beweis auf dieselbe Art hätte geführt werden können, wenn man dem beweglichen Punkte die erste Bewegung auf der Linie AC, die zweite aber dieser Linie in der Richtung AB beigelegt hätte.

Anm. Es wäre in dem Beweise dieses wichtigen Lehrsatzes nichts wesentliches geändert worden, wenn wir unter AB, AC, AD, nicht das Maaß von Geschwindigkeit, sondern die Wege verstanden hätten, welche in gleichen Zeiten gleichförmig zurückgelegt werden. Allein dieses wäre eigentlich keine Erweiterung des Satzes gewesen, indem man jede beliebige Zeit als eine Einheit betrachten kann. Versteht man aber unter den Linien AB, AC, AD, nicht Wege, sondern Geschwindigkeiten, so wird es sichtbarer, daß der Satz auch auf krummlinige und ungleichförmige Bewegungen anwendbar ist. Wir werden aber in der Folge sehen, daß dergleichen Bewegungen allezeit aus der Verbindung von zwei oder mehreren Bewegungen entstehen, die in jedem Augenblicke eine bestimmte Richtuug und Geschwindigkeit haben, und daher begreift man, daß es möglich sein müsse, unsern Satz auf jeden Punkt einer solchen Bewegung anzuwenden.

§. 8. Es ist völlig einerlei, und lediglich nur eine verschiedene Ansicht einer und derselben Sache, ob man sagt: der bewegte Punkt habe die beiden Bewegungen AB und AC, oder er habe die einzige AD.

Man kann daher nicht nur jede zwei Bewegungen in eine zusammensetzen, sondern auch umgekehrt jede einzelne Bewegung AD in zwei völlig mit jenen gleichgeltende Bewegungen AB und AC zerlegen. Im letzten Falle hat man große Freiheit in der Wahl der Richtungen AB und AC, nur müssen sie zu beiden Seiten von AD genommen werden, und die beiden Winkel DAB,

DAC müssen zusammen weniger als zwei rechte betragen. Zieht man dann durch D zwei Linien parallel mit den in A angenommenen Richtungen, so erhält man ein Parallelogramm, auf welches sich der Lehrsatz der vorigen §§. augenscheinlich anwenden läßt.

Anm. Man bemerke noch, daß alle Aufgaben, die bei der Zusammensetzung zweier Bewegungen in eine vorkommen, sich auf die Betrachtung und Berechnung eines einzigen Dreiecks zurückführen lassen. Denn in dem Dreieck ABD Fig. 3 ist AB die Richtung und Geschwindigkeit der einen relativen Bewegung; BD = AC die Richtung und Geschwindigkeit der andern; AD aber die Richtung und Geschwindigkeit der zusammengesetzten Bewegung. Der Winkel BAD ist derjenige, den die erste relative Bewegung mit der zusammengesetzten macht. Der Winkel BDA = DAC wird von der Richtung der zweiten relativen Bewegung mit der zusammengesetzten eingeschlossen. Der Winkel BAD endlich ist die Ergänzung des Winkels BAC, den beide relative Bewegungen einschließen, zu zwei rechten. Wer mit der Trigonometrie hinlänglich bekannt ist, wird leicht die Hauptaufgaben der Trigonometrie in die Sprache der Phorometrie und umgekehrt eine phorometrische Aufgabe in die Sprache der Trigonometrie übersetzen.

§. 9. Durch wiederholte Anwendung unsers Lehrsatzes (§. 7.) läßt sich nicht nur jede beliebige Anzahl von relativen Bewegungen, die man einem Punkte beilegen mag, wenn ihre Richtungen und Geschwindigkeiten gegeben sind, in eine einzige zusammensetzen, sondern auch jede einfache Bewegung in so viele relative, als man will, zerfällen. In beiden Fällen ist es nicht nöthig, daß die Richtungen in einer einzigen Ebene liegen.

Anm. Besonders verdient es vorläufig als Vorbereitung zu einem tieferen Studium der mathematischen Bewegungslehre bemerkt zu werden, daß man jede Bewegung in drei auf einander winkelrechte zerlegen kann. Es sei AE Fig. 4. die Richtung und Geschwindigkeit, in der sich ein in A be-

findlicher Punkt bewegt. Legt man nun durch A drei auf einander winkelrechte Ebenen, ABGD, ABHC und ADFC, und durch E drei andere mit jenen parallele, so entsteht das rechtwinklige und gerade Parallelepipedum BF. Legt man in diesem durch die gleichen und parallelen Gegenkanten AC und GE eine Diagonalebene AGEC, welche ein rechtwinkliges Parallelogramm ist, so ist zuerst die Bewegung AE zerlegt in AC und AG; diese letzte AG aber wieder in AB und AD; so daß AE in die drei auf einander winkelrechten Bewegungen AB, AC und AD zerlegt ist.

Auf ähnliche Art läßt sich zeigen, daß drei Bewegungen AB, AC und AD Fig. 1, auch wenn sie nicht senkrecht auf einander sind, sich doch in die einzige AF zusammensetzen lassen, welche eine Diagonale des Parallepipedums ist, das sich zwischen AB, AC, AD construiren läßt.

§. 10. Alle diese offenbar rein mathematischen, nicht physikalischen Sätze sind von großer Wichtigkeit, weil auf ihnen die ganze reine und angewandte Bewegungslehre beruht. Es erfodert aber ihre Anwendung auf körperliche Bewegungen noch die Erörterung einiger physikalischen Begriffe und Grundgesetze, die wir im folgenden Capitel erklären wollen.

Fünftes Capitel.

Physikalische Grundbegriffe und Grundgesetze von der Bewegung der Körper, oder die Lehre von den bewegenden Kräften.

§. 1. Jede Bewegung eines Körpers, ja jede Veränderung, die in der Richtung oder Geschwindigkeit derselben vorgeht, muß, wie jede Veränderung überhaupt, eine Ursach haben. Wir legen daher dem Dinge, das wir als die unmittelbare Ursach einer Veränderung in dem Zustande der Ruhe oder der Bewegung eines Körpers ansehen, eine bewegende Kraft bei.

§. 2. Die uns bekannten bewegenden Naturkräfte lassen sich unter folgende Rubriken bringen.

1) Die Willenskraft beseelter Wesen kann vermittelst der Muskeln des Körpers Bewegungen hervorbringen. Dieses ist die einzige Art von Kräften, die wir unmittelbar durch das Selbstbewußtsein kennen.

2) In der Beweglichkeit aller Körper verbunden mit ihrer Undurchdringlichkeit liegt bewegende Kraft. Denn wenn zwei undurchdringliche Körper auf einander stoßen, so muß nothwendig in ihrem beiderseitigen Zustande eine Veränderung vorgehen, d. h. sie üben gegenseitig eine bewegende Kraft gegen einander aus.

3) Es liegen noch bewegende Kräfte in den besondern Eigenschaften mancher Körper; besonders in der Federkraft der festen, und in der Ausdehnsamkeit der luftförmigen Körper.

4) Endlich sehen wir noch viele Bewegungen in der Natur, deren Ursach wir entweder gar nicht, oder nur sehr unvollständig wahrnehmen. Dahin gehören die Bewegungen, welche die Schwere, die magnetische Materie, die Wärme, die Elektricität ꝛc. hervorbringen.

Noch dunkler ist das Spiel organischer Kräfte, durch welches der Wachsthum, die Ausbildung und die immer fortschreitende Ernährung und Veränderung der Pflanzen und der thierischen Körper bewirkt wird. Daß alle diese Erscheinungen nicht ohne Bewegungen erfolgen können, leuchtet von selbst ein.

§. 3. Die Gesetze vieler besondern Arten von körperlichen Bewegungen (Fall, Wurfbewegung, Pendel-Schwingung, Anstoß ꝛc.) waren schon in der Mitte des siebzehnten Jahrhunderts von vielen trefflichen Köpfen mit Erfolg erforscht worden; aber diese Untersuchungen bildeten noch kein zusammenhängendes Ganzes. Isaac Newton, einer der außerordentlichsten Geister, die je

lebten, bereicherte nicht nur die Bewegungslehre mit den wichtigsten neuern Entdeckungen, sondern brachte sie in seinen Principiis philosophiae naturalis in einen strengen wissenschaftlichen Zusammenhang. Da aber er sowohl als alle seine Vorgänger, nicht von rein-mathematischen Speculationen, sondern von Naturerscheinungen ausgingen, so war es natürlich, daß sie die mathematische und die physische Bewegungslehre nicht völlig trennten. Deswegen mußte auch Newton gewisse ganz allgemeine Grundgesetze, unter welchen die Bewegungen aller Körper stehen, an der Spitze seines Systems aufstellen. Er nannte sie Axiome, ob sie gleich keine a priori, sondern nur aus der Erfahrung erkennbar Sätze sind. Aber es läßt sich ohne die drei Newtonischen Grundgesetze über keine einzige Art körperlicher Bewegungen eine streng wissenschaftliche Untersuchung anstellen, daher sollen sie im gegenwärtigen Capitel erörtert werden.

Anm. Man hat sich über das Wesen dieser Newtonischen Axiome häufig getäuscht, und sie wie mathematische Axiome für rationale Sätze gehalten, weil sie eine Ableitung aus Begriffen zulassen. Aber man darf nur diese Begriffe (Körper, Materie, Masse, Widerstand, Undurchdringlichkeit, ꝛc.) näher betrachten, um wahrzunehmen, daß es lauter Erfahrungs-Begriffe, und daß daher auch die aus ihnen abgeleiteten Grundgesetze nur Resultate der Erfahrung sind.

I. Grundgesetz von dem Beharrungsvermögen der Körper.

§. 4. Im innern Wesen eines jeden Körpers liegen untrennbar bewegende Kräfte, auch können wir in der Wirklicheit keinen Körper dem Einfluß äußerer bewegender Kräfte entziehen. Da wir aber durch eine im inneren Wesen unseres Vorstellungsvermögens liegende

Nothwendigkeit gezwungen sind, Materie und Kraft zu unterscheiden, so können wir sie auch in der Idee trennen, und zum Behuf der Theorie müssen wir es thun. Entzieht man also in Gedanken den Körper dem Einfluß aller bewegenden Kräfte, so bleibt nichts übrig als die Vorstellung einer unthätigen kraftlosen Materie, die in ihrem eigenen Zustande nichts ändern kann. Newtons erstes Axiom war daher folgendes:

Der ruhende Körper beharrt in dem Zustande der Ruhe, und der bewegte in dem Zustande einer geradlinigen und gleichförmigen Bewegung, bis eine bewegende Kraft seinen Zustand abändert.

Man muß dieses als eine allgemeine Eigenschaft aller Körper betrachten, und nennt es Beharrungsvermögen (unschicklicher Trägheit, Inertia) der Körper.

Anm. Um den Sinn und Grund dieses Gesetzes deutlich einzusehen, kann man es in zwei spalten. 1) Jede Veränderung im Zustande der Ruhe oder der Bewegung eines Körpers muß einer bewegenden Kraft zugeschrieben werden. Dieser Theil des Gesetzes ist rational, und bloß die besondere Anwendung des allgemeinen metaphysischen Gesetzes, daß jede Veränderung eine Ursache haben müsse. Aber Newtons Gesetz sagt etwas viel bestimmteres aus, nämlich: 2) daß nicht nur der ruhende, sondern auch der bewegte Körper beharre, d. h. daß er sich nicht bloß so lange bewege, als die Kraft wirkt, sondern daß er die Bewegnug unverändert fortsetze, wenn die Kraft nicht mehr wirkt. Dieses ist kein rationaler Satz, sondern das Resultat der Erfahrung über die Bewegung aller Körper. Denn ob wir gleich selten oder nie einen Körper genau gleichförmig, und in gerader Linie fortgehen sehen, so äußert sich doch das Bestreben dazu in jeder körperlichen Bewegung ohne Ausnahme. Denn jeder gestoßene, geschlagene, oder auf irgend eine Art in Bewegung gesetzte Körper setzt seine Bewegung

für sich fort, wenn die Einwirkung der Kraft schon aufgehört hat. Und wenn diese Bewegung, wie dieses immer der Fall ist, Veränderungen leidet, oder gar aufhört, so lassen sich die Ursachen davon in jedem Falle nachweisen.

Es ist vormals über den Begriff der Inertia viel unnöthiger Streit geführt, und unter andern auch die Frage aufgeworfen worden, ob man sie eine Kraft nennen könne. Da jede Bewegung Veränderung des Ortes ist, nach den nothwendigen Gesetzen unsers Vorstellungsvermögens aber eine Veränderung nur durch eine Kraft hervorgebracht werden kann, so kann und muß man allerdings das Beharrungs-Vermögen als eine Kraft betrachten, durch welche zwar keine Bewegung angefangen, aber wohl jede anderweitig hervorgebrachte in jedem Augenblick fortgesetzt wird. Und zwar muß sie als eine Kraft betrachtet werden, die aller wahrnehmbare Materie, und jedem Punkte oder Element derselben wesentlich und untrennbar inwohnt, weswegen sie auch bisweilen vis insita genannt wird. Auch werden wir in der Folge sehen, daß sie bei der Untersuchung körperlicher Bewegungen gerade so wie jede andere Bewegungskraft behandelt werden muß.

II. Grundgesetz vom Maaß der bewegenden Kräfte.

§. 5. Wenn man die im 2ten §. aufgeführten bewegenden Naturkräfte, so wie auch die im vorigen §. erörterte Beharrungs-Kraft mit Aufmerksamkeit betrachtet, so wird man leicht wahrnehmen, daß die Vorstellung von einer Kraft nie etwas Anschauliches also auch in keinem Falle etwas an sich Meßbares ist. Da aber dennoch die Mathematiker von je her, die Bewegungskräfte durch Linien, Zahlen und Formeln vorgestellt haben, so ist es nöthig, daß der Anfänger gleich vom Anfang an deutlich belehrt werde, in welchem Sinne solche Ausdrücke der Kräfte zu verstehen sind.

Was sich nun zuerst im Allgemeinen hierüber sagen läßt, ist: daß nie die Kraft selbst, sondern nur

die Wirkung, welche sie hervorgebracht hat, oder hervorbringen soll, gemessen werden könne; indem es wieder ein nothwendiges Gesetz unseres Denkvermögens ist, anzuerkennen, daß die Wirkung jederzeit derjenigen Kraft oder dem Theil derselben proportional sei, der wirklich auf die Wirkung verwendet worden ist. Da nun die Wirkung bewegender Kräfte nichts anders als Bewegung eines Körpers ist, so müssen wir uns zuerst um ein Maaß für die Bewegung eines Körpers bekümmern.

Es giebt einfache und zusammengesetzte Größen. Jene sind nur in einer, diese in mehreren Beziehungen veränderlich. Die Größe einer Linie ist einfach, die einer Fläche zusammengesetzt, weil sie nach Länge und Breite veränderlich ist. Eben so ist die Bewegung eines Punktes in jedem Augenblicke der Bewegung eine einfache Größe, weil nichts Veränderliches in derselben liegt, als die Geschwindigkeit. Nicht so die Bewegung eines wirklichen Körpers, wo bei gleicher Geschwindigkeit auch die Masse einen großen Unterschied macht. Wir müssen daher zuerst den Begriff der Masse näher erörtern, und dann daraus ein Maaß für die Größe einer körperlichen Bewegung ableiten.

§. 6. Die Masse eines Körpers ist die bestimmte Menge seiner beharrenden Materie. Ihr äußeres, wahrnehmbares Maaß ist das Gewicht. Bei gleichartigen Körpern verhält sie sich wie das Volumen.

Anm. Der Begriff der Masse ist in der allgemeinen Anwendung auf alle Körper kein ganz leichter Begriff. Aber er hat gar keine Schwierigkeit in seiner Anwendung auf gleichartige Körper. Denn es folgt unmittelbar aus dem Begriffe der Gleichartigkeit, daß sich die Menge der körperli-

chen Materien wie das Volumen verhalte. Und da die Erfahrung lehrt, daß sich bei solchen Körpern auch das Gewicht wie das Volumen verhalte, so ist klar, daß wir an dem Gewicht ein Maaß für gleichartige Massen haben.

Nicht so einfach und klar ist der Begriff der Masse in der Anwendung auf ungleichartige Körper, wo sich in gleichen Räumen (z. B. in dem Raume eines Cubikzolls) oft eine höhst ungleiche Menge des Körperlichen, d. h. eine höhst verschiedene Masse befindet. In diesem Falle kann das Maaß der Masse nur erkannt werden aus den Wirkungen, die sie als Träger der Beharrungskraft hervorbringt. Diese Wirkungen sind aber doppelt. Entweder äußert sie sich durch Widerstand, wenn andere bewegende Kräfte auf eine beharrende Materie wirken, oder sie äußert sich selbst als bewegende Kraft, wenn die bewegte Materie auf andere Körper bewegend wirkt.

a) Durch Widerstand. Wenn zwei ungleichartige Körper A und B von gleichem Volumen (z. B. zwei gleich große Kugeln von Korkholz und Blei) in gleich schnelle Bewegung versetzt werden sollen, so lehrt die Erfahrung, daß ein sehr verschiedenes Maaß von Bewegungskraft (z. B. eine sehr verschiedene Anstrengung unserer Muskelkraft) erfoderlich ist, um gleiche Geschwindigkeiten hervorzubringen. Indessen führt diese Betrachtung unmittelbar zu keinem bequemen Maaß der Masse. Denn unsere Muskelkraft läßt sich nicht wohl auf Maaß und Zahl bringen, und andere bewegende Kräfte zu messen, setzt theoretische Untersuchungen voraus, die erst im Verfolge der Mechanik entwickelt werden können.

b) Durch bewegende Kraft. Ein Körper kann nämlich auf den andern durch Druck, Stoß, oder Zug, als bewegende Kraft wirken. Läßt man nun die beiden oben angenommenen Körper A und B gegen zwei andere völlig gleiche C und C auf völlig gleiche Art bewegend wirken, so muß sich die hervorgebrachte Wirkung, wie die Massen von A und B verhalten. Nun haben wir an der Schwere der Körper eine der Materie untrennbar zugehörige bewegende Kraft, deren einfachste Wirkung in dem Druck besteht, den sie auf jede Unterlage hervorbringt. Die bestimmte und durch die Wage meßbare Wirkung dieses Druckes nennt man

das Gewicht des Körpers, und so haben wir an diesem ein allgemeines Maaß für die Masse aller Körper, sie mögen gleichartig oder ungleichartig sein. Und die ganze praktische Mechanik lehrt, daß die Erfahrung mit der Theorie in völlige Übereinstimmung tritt, wenn man die Menge oder Quantität der körperlichen Materie dem Gewichte proportional setzt.

Genau genommen ist also der Begriff der Masse nichts als das Maaß der bewegenden Kraft, die in jedem Körper liegt. Aber sie ist nicht das Maaß anderer, z. B. chemischer und organischer Kräfte, die in einem Körper liegen.

Der Vortheil des Atomisten bei der Erklärung dieses Begriffes ist nur scheinbar. Denn haben die Atomen nicht sämmtlich gleiche Größe und Schwere, so ist die Masse nicht mehr ihrer Anzahl proportional.

§. 7. Die Größe der Bewegung eines Punktes ist nichts weiter als seine Geschwindigkeit. Ist aber von der Bewegung eines Körpers die Rede, wo jeder Punkt der Masse an der Bewegung gleichen Antheil nimmt, so hängt sie auch von der Masse ab. Sie verhält sich bei gleichen Massen wie die Geschwindigkeit, und bei gleichen Geschwindigkeiten wie die Masse. Das erste ist unmittelbar klar; das zweite aber wird deutlich, wenn man z. B. annimmt, daß sich zwei Massen von 1 Pfund und von 10 Pfund gleich schnell bewegen. Dann ist einleuchtend, daß die Bewegung der letzten Massen nichts anders ist, als ob sich zehn Massen von 1 Pfund gleich schnell bewegten, wo dann augenscheinlich zehnmal so viel Bewegung da ist, als bei der einfachen Masse.

Setzt man beide Verhältnisse zusammen, so ergiebt sich, daß sich die Größe der Bewegung in allen Fällen wie das Product der Masse und Geschwindigkeit verhalte. Denn es seien die Massen zweier Körper M und m, ihre Geschwindigkeiten C und c,

und die Größe ihrer Bewegungen B und b. Man denke sich einen dritten Körper, der mit dem einen gleiche Masse M, und mit dem andern gleiche Geschwindigkeit c hat, und die Größe seiner Bewegung heiße β, so hat man

$B : \beta = C : c$ wegen der gleichen Masse;

$\beta : b = M : m$ wegen gleicher Geschwindigkeit.

Aus beiden Proportionen ergiebt sich durch Zusammensetzung

$$B : b = MC : mc.$$

§. 8. Eine bewegende Kraft ist an sich nichts wahrnehmbares und meßbares; aber ihre Wirkung, nämlich die Größe der hervorgebrachten oder hervorzubringenden Bewegung, können wir messen, und dieser muß die wirklich auf die Bewegung verwendete Kraft proportional sein.

Die bewegende Kraft wird also gemessen, durch das Product der Masse des bewegten Körpers und der Geschwindigkeit desselben; und wir legen der Kraft die Richtung bei, in welcher die Wirkung erfolgt, oder erfolgen soll.

Dieses ist im Wesentlichen das zweite Newtonische Grundgesetz.

Anm. Newton sagt eigentlich: Mutationem motus proportionalem esse vi motrici impressae, et fieri secundum lineam rectam, qua vis illa imprimitur. Dieses lautet, als ob die Kraft das Erkennbare, und die Größe der Wirkung durch sie erkennbar sei. Da wir aber gerade umgekehrt nur die Wirkung wahrnehmen, und aus ihr einen Schluß auf die Kraft machen, so scheint unser Ausdruck des Gesetzes ohne eigentliche Abänderung des Sinnes der Sache angemessener. Auch geht daraus deutlicher als aus Newtons Ausdruck hervor, daß hier nicht die Rede sein könne von der Ausmessung der innern Stärke einer Kraft

in ihrer ganzen Totalität, sondern nur von einem Maaße desjenigen Theils der Kraft, der auf die Wirkung verwendet wird.

Wenn mehrere Kräfte auf einen Körper in verschiedenen Richtungen wirken, so erfolgt freilich die Wirkung in keiner dieser Richtungen, aber es ist hier auch nur die Rede von der Wirkung einer einzigen Kraft.

Der empirische Ursprung dieses Gesetzes ist aus dem klar, was oben über den Begriff der Masse gesagt worden.

§. 9. Hieraus begreift man nun, in welchem Sinne bewegende Kräfte durch Linien, Zahlen, Buchstaben und Formeln vorgestellt werden können. Besonders bedeutungsvoll ist der Ausdruck durch Linien, wenn zwei oder mehrere Kräfte auf einen und denselben Körper wirken. Denn alsdann machen die Linien 1) die Richtung jeder Kraft anschaulich; und da wir es ferner in dem angenommenen Falle nur mit einer einzigen Masse zu thun haben, so stellen eben diese Linien durch ihre Größe auch 2) die Geschwindigkeit vor, welche jede Kraft der Masse mitzutheilen strebt.

Ein anderes sehr gewöhnliches und allgemein verständliches Bild für alle Arten von bewegenden Kräften, sind Gewichte, denen man jede beliebige Größe geben, und deren Richtung man beliebig bestimmen kann, wenn man sich an der Stelle eines Körpers, auf welchen die Kraft wirken soll, eine Schnur befestigt vorstellt, diese in der Richtung, in welcher die Kraft wirken soll, über eine Rolle leitet, und dann am anderen Ende der Schnur ein Gewicht von bestimmter Größe anhängt.

Anm. Es ist überhaupt einleuchtend, daß es bei der Theorie der Bewegungen nirgends auf das innere Wesen der bewegenden Kraft ankomme. Denn wenn eine Bleikugel von 3 Loth Masse in eine Geschwindigkeit von 100 Fuß für die Secunde versetzt wird, so ist es für die Untersuchung der Gesetze dieser Bewegung völlig einerlei, ob sie diese

Bewegung erhalten habe durch die Muskelkraft meiner Hand oder durch den Stoß eines festen Körpers, durch die Kraft eines elastischen Bogens, oder durch die Explosion einer Pulvermasse, oder wodurch man sonst will. Sobald Masse, Geschwindigkeit und Richtung bestimmt sind, so ist es völlig einerlei, welche Kraft diese Bewegung hervorgebracht habe.

Auch wird in dem Maaß der Kräfte nichts wesentliches dadurch geändert, daß gewisse Kräfte nur durch einen augenblicklichen Zug oder Stoß wirken, und dann den Körper sich selbst überlassen, andere hingegen stätig selbst während der Bewegung fortwirken. Nur ist im ersten Falle das Product MC eine ganz bestimmte, und in so fern beständige Größe, weil M und C bestimmte Größen sind. Im zweiten Falle aber ist MC eine veränderliche Größe, weil C veränderlich ist. Wirkt nämlich eine Kraft stätig, befördernd oder hindernd, auf die Bewegung eines Körpers, so muß eine zu- oder abnehmende Bewegung entstehen, und die Kraft, welche die Bewegung unterhält, ist daher in jedem Augenblicke eine andere.

III. Grundgesetz von der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung.

§. 10. Um den Sinn des dritten Newtonischen Gesetzes richtig zu fassen, ist es nöthig, die Bemerkung vorauszuschicken, daß jede Veränderung, die in dem Zustand der Ruhe oder der Bewegung eines Körpers vorgeht, ohne Ausnahme vorgestellt werden könne und müsse als die Mittheilung einer Bewegung. Geht ein Körper aus der Ruhe zu einer Bewegung über, so ist dieses unmittelbar klar; umgekehrt aber kommt er aus der Bewegung in Ruhe, wenn man ihm eine eben so große entgegengesetzte Bewegung mittheilt. Die Geschwindigkeit nimmt zu oder ab, durch Mittheilung einer neuen Bewegung in derselben oder in entgegengesetzter Richtung.

Eine Änderung in der Richtung erfolgt, wenn man dem bewegten Körper eine neue Bewegung in einer andern Richtung mittheilt, wo denn (nach IV. 7.) eine Bewegung in einer mittleren Richtung entsteht.

§. 11. Newtons drittes Grundgesetz läßt sich auf folgende Art ausdrücken.

Wenn eine körperliche Masse bewegend auf eine andere wirkt, so ist die Einwirkung gegenseitig. Wirkung und Gegenwirkung sind gleich, aber entgegengesetzt.

Wenn eine bewegte Masse A auf eine andere ruhende oder bewegte B so trifft, daß A nicht in seiner Bewegung beharren kann, ohne B ganz oder zum Theil zu durchdringen, so ist klar, daß auch B nicht in seinem vorigen Zustande beharren kann, ohne A ganz oder zum Theil zu durchdringen. Es muß daher nothwendig aus dem Conflict der Undurchdringlichkeit und der Beharrungskraft, eine gegenseitige Einwirkung beider Körper auf einander entstehen. Diese Einwirkung ist aber nach §. 10. nichts anders als eine gegenseitige Mittheilung von Bewegung. A theilt also dem B, und B dem A ein gewisses Maaß von der Bewegung mit. Wie viel Bewegung aber einer dem andern mittheilt, eben so viel verliert er an seiner eigenen, d. h. (nach §. 10.) er empfängt eben so viel in entgegengesetzter Richtung. Nun heiße das Maaß der Bewegung, welches A dem B mittheilt, x, und das Maaß, welches B dem A mittheilt, y, so empfängt A in Summa y — x, B dagegen x — y, welches gleiche, aber entgegengesetzte Bewegungen sind.

Wieviel Bewegung aber einer dem andern mittheile, d. h. wie groß x und y sei, dieses hängt von lauter

zufälligen Umständen ab, z. B. von der Richtung der Bewegung vor dem Anstoß, von der Gestalt der Körper, von ihrer Masse, von ihrer Federkraft, von dem Aggregatzustande u. s. f. und kann daher nur der Gegenstand besonderer Untersuchungen sein.

Anm. 1. Wir haben den Beweis des Gesetzes bloß auf den Fall des wirklichen Zusammenstoßens beschränkt, und in dieser Beschränkung ist der empirische Ursprung desselben sichtbar, da die Richtigkeit des Beweises offenbar von der richtigen Auffassung der empirischen Begriffe des Beharrungsvermögens, und der Undurchdringlichkeit abhängt. Es erstreckt sich aber die Gültigkeit des Gesetzes selbst auf solche Fälle, wo zwei Körper in der Entfernung bewegende Kräfte gegen einander äußern. Selbst dann, wenn in der That nur der eine Körper A mit thätiger Kraft auf den andern B wirkt, (wie dieses z. B. der Fall ist, wenn ein Magnet auf unmagnetisches Eisen oder ein positiv oder negativ elektrisirter Körper auf einen unelektrischen wirkt), muß dennoch bei beiden eine gleiche nur entgegengesetzte Wirkung entstehen. Denn wenn der Körper A dem B das Maaß + x mittheilt, so verliert er eben so viel, d. h. nach §. 10, er empfängt — x. Also sind auch hier Wirkung und Gegenwirkung gleich, aber entgegengesetzt. Wirken beide thätig auf einander, so sieht man leicht, wie die im §. gemachten Schlüsse auch hier Anwendung finden. Hieraus ist aber klar, daß alle Erscheinungen des Anziehens nothwendig gegenseitig sein müssen, selbst dann, wenn die thätige Kraft in der That nur einseitig wirkte.

Das Dasein solcher in der Entfernung wirkenden Kräfte, oder gar die Gesetze derselben a priori bestimmen zu wollen, ist eins von den vielen Mißverständnissen der Metaphysik. Nur die sorgfältigste Beobachtung und Zergliederung aller Arten von Bewegungen hat gelehrt, daß es solche Kräfte gebe. Daß aber die Gesetze solcher Kräfte nicht a priori erkennbar sind, wird unwidersprechlich, wenn man erwägt, daß verschiedene Arten solcher Kräfte, die uns die Erfahrung kennen gelehrt hat, in der That nach wesentlich verschiedenen Gesetzen wirken. Denn unstreitig wirken chemische, elektrische, magnetische, und die neuerlich entdeckten

elektro-magnetischen Anziehungen nach andern Gesetzen, als die Gravitation. Wo sich aber die bewegenden Kräfte selbst, unserer Wahrnehmung entziehen, da können wir nicht einmal wissen, ob die Wirkung, die wir wahrnehmen, von einer einzigen Kraft, oder von dem Zusammenwirken mehrerer herrühre. Wir werden bei den Pendelbewegungen sehen, daß durch die Zusammenwirkung mehrerer Kräfte, Anziehungen entstehen können, die mit der Entfernung, statt abzunehmen, wachsen. Wer könnte a priori beweisen, daß es nicht auch einfache Grundkräfte geben könne, die nach andern Gesetzen als dem der Gravitation in der Entfernung wirken?

Anm. 2. Eigentlich läßt sich ein noch einfacheres, und daher höheres Gesetz aufstellen, von welchem das dritte Newtonische eine nothwendige und leicht einzusehende Folge ist. Dieses Gesetz ist folgendes.

Soviel Bewegung ein Körper mittheilt, ebensoviel verliert er selbst.

Daß auch dieses Gesetz kein rationales, sondern nur ein durch Erfahrung erkennbares ist, erhellet daraus, weil es bei der Erzeugung einer Bewegung durch geistige Kraft (Willenskraft) gar nicht statt findet. Dem Willen selbst, wenn er als bewegende Kraft wirkt, kann man nicht einmal Bewegung beilegen; aber er kann sie hervorbringen und mittheilen, ohne daß er irgend einen Verlust dabei erleidet. Ja man kann sogar zweifeln, ob dieses Gesetz auf nichtwahrnehmbare Stoffe, z. B. auf die durch Wärme, Licht, Magnetismus ꝛc. in wahrnehmbaren Körpern hervorgebrachten Bewegungen, anwendbar sei.

Der entscheidende Beweis für alle Newtonische Axiome liegt eigentlich darin, daß durch ihre Annahme eine befriedigende und durchgängig mit der Erfahrung einstimmige Theorie der Bewegungen möglich geworden ist, indem sich überall, wo die Erfahrung von der Theorie abzuweichen scheint, der Grund der Abweichung darlegen läßt.

Allgemeine Bemerkungen über diese drei Grundgesetze.

§. 12. Da diese Grundgesetze größtentheils auf denjenigen Eigenschaften der Körper beruhen, wodurch

sie unserm objectiven Sinnenvermögen (Cap. I. §. 1.) wahrnehmbar werden, so sind wir auch nur berechtigt, sie auf die wahrnehmbaren Körper anzuwenden. Giebt es aber unkörperliche (nicht wahrnehmbare) Materien, so kann bei ihnen von Undurchdringlichkeit, von Wiederstande, von Masse, von Mittheilung der Bewegung durch Anstoß ꝛc. nicht die Rede sein. Folglich ist man auch nicht berechtigt, diese Gesetze ohne Weiteres auf sie anzuwenden. Nur die Gesetze der völlig reinen mathematischen Phorometrie müssen überall anwendbar sein, wo Bewegung erscheint. Sobald aber von Kraft, von Wiederstand ꝛc., kurz von Einwirkung einer solchen Materie auf Materie derselben oder einer andern Art die Rede ist, so bleibt uns nichts übrig, als die Erfahrung zu fragen, nach welchen Gesetzen äußern diese Materien ihre Wirksamkeit? In der That unterscheidet sich auch die Mechanik der Wärme, der Elektricität, des Magnetismus und des Lichtes so wesentlich von der Mechanik aller wahrnehmbaren Körper, daß eben darin der stärkste Beweis ihrer Unkörperlichkeit liegt (I. 10.).

Sechstes Capitel.

Historische Übersicht dessen, was von der Schwere bekannt ist.

§. 1. Die Schwere ist die wichtigste aller mechanischen Naturkräfte. Ihr Ursprung ist völlig verborgen. Ihre Gesetze aber kennen wir genauer als die irgend einer andern Naturkraft. Da nun die Erklärnng der von der Schwere abhängigen Erscheinungen einen Hauptgegenstand der mechanischen Naturlehre ausmacht, so ist es zweckmäßig, diese Kraft schon hier in ihrem ganzen Umfange kennen zu lernen, obgleich das meiste hier nur

historisch beigebracht werden kann, da die Mittel, durch welche die Naturforscher ihre Gesetze entdeckt haben, zum Theil erst in der Folge erklärt werden können, zum Theil sogar außer den Gränzen der mechanischen Naturlehre (in der Astronomie) liegen.

§. 2. Die erste Wirkung der Schwere, die sich uns unmittelbar durch das Gefühl offenbart, ist der Druck, den jeder Körper auf die unter ihm liegenden ausübt. Die bestimmte, und vermittelst der Wage meßbare Größe dieses Druckes heißt das Gewicht des Körpers. Dieses Gewicht ist von unveränderlicher Größe, was auch für Veränderungen, in der Gestalt, Lage, Ausdehnung und chemischen Beschaffenheit des Körpers vorgehen mögen, wofern nur nicht wägbare Materie hinzu, oder hinwegkomme. Hieraus folgt, daß die Schwere in allen Punkten der wahrnehmbaren Materie auf eine gleichförmige und unveränderliche Art wirksam sei. Das Gewicht ist daher ohne Zweifel der Menge des körperlichen, d. h. der Masse proportional (V. 6.). Noch schärfer wird sich der Zusammenhang zwischen Gewicht und Masse in der Folge darthun lassen.

§. 3. Bei gleichartigen Körpern ist das Gewicht dem Volumen proportional. Ungleichartige hingegen haben fast ohne Ausnahme bei gleichem Volumen ungleiches, und oft auffallend verschiedenes Gewicht. Hierauf gründet sich der Begriff der Dichtigkeit. Je schwerer nämlich ein Körper bei gleichem Volumen ist, desto mehr körperliche Materie ist in diesem Volumen zusammengedrängt, desto dichter ist er also. Wird die Dichtigkeit durch Zahlen ausgedrückt, so nennt man sie das specifische oder eigenthümliche Gewicht, auch

wohl die Eigenschwere der Körper. Hievon ist im folgenden Capitel umständlicher die Rede.

§. 4. Ein Bleiloth an einem Faden zeigt, wenn es in Ruhe ist, sehr genau die Richtung der Schwerkraft. In kleinen Entfernungen (selbst von hundert und mehreren Fußen) sind diese Richtungen für unsere Sinnen völlig parallel. Die genauere Kenntniß der Erdkugel hat aber gelehrt, daß sie überall gegen die Mitte dieser Kugel gerichtet sind.

§. 5. Wird ein schwerer Körper nicht unterstützt, so fällt er, d. h. er bewegt sich von selbst in der Richtung der Schwerkraft gegen den Erdboden. Die Geschwindigkeit eines fallendes Körpers wird augenscheinlich desto größer, je tiefer er gefallen ist, also ist seine Bewegung eine zunehmende oder beschleunigte (IV. 2.). Hieraus ergiebt sich, daß die Schwere selbst während des Falles fortwirkt, und aus der Unveränderlichkeit der Schwere (§. 2.) ist man berechtigt zu schließen, das sie auch in jedem Augenblicke des Falles gleich stark wirke.

§. 6. Obgleich die Körper in der Luft mit verschiedener Geschwindigkeit fallen (desto schneller nämlich, je dichter sie sind, und je weniger Oberfläche sie der Luft beim Fallen darbieten), so ist es doch durch unmittelbare Versuche und durch Schlüsse aus klaren Thatsachen unwidersprechlich erwiesen, daß die Schwere an sich allen Körpern völlig gleiche Geschwindigkeit mittheilt, und daß alle in der Wirklichkeit sich zeigende Verschiedenheit lediglich von dem Widerstande der Luft herrührt. Vermittelst der Luftpumpe kann man zeigen, daß die schwersten und leichtesten Körper in sehr verdünnter Luft gleich schnell fallen. Noch bündiger aber läßt

sich die Richtigkeit dieses Gesetzes aus den Erscheinungen der Pendelschwingungen beweisen, wie wir in der Folge zeigen werden.

In diesem Gesetze liegt eigentlich der strengere Beweis, daß sich die Massen der Körper wie ihre Gewichte verhalten, indem sich (nach V. 6. 7. 8.) bewegende Kräfte, die gleiche Geschwindigkeit hervorbringen, nothwendig wie die Massen verhalten müssen.

Ein Körper, der ungehindert (im luftleeren Raume) fällt, legt in der ersten Secunde einen Weg von $15\frac{5}{8}$ Preuß. Fußen, oder $187\frac{1}{2}$ Zollen zurück. Auch diese Bestimmung ergiebt sich aus der Beobachtung der Pendel-Schwingungen.

§. 7. So lange man seinen Aufenthalt nicht beträchtlich verändert, ist die Schwere eine Kraft von unveränderlicher Größe. Pendel-Beobachtungen haben indessen Newtons Behauptung, daß die Schwere unter dem Äquator geringer sein müsse als unter den Polen, völlig bestätigt. Doch ist der Unterschied nicht groß, und beträgt nur ungefähr $\frac{1}{200}$.

§. 8. Auf den höchsten Bergen hat man durch Beobachtung der Pendel-Schwingungen die Schwere etwas kleiner gefunden, als in der Ebene. Dieses würde sehr natürlich auf den Gedanken geführt haben, daß die Schwere mit der Entfernung von der Erde abnehme, wenn nicht Newton schon früher auf einem andern Wege diese Entdeckung gemacht hätte.

§. 9. Newton zeigte durch eine tiefe Einsicht in die Gesetze der Bewegung, verbunden mit dem, was mehr als zweitausendjährige Beobachtungen und Untersuchung über die Bewegung der Himmelskörper gelehrt hatten, daß zwischen allen Weltkörpern, ja zwischen allen Punkten der wahrnehmbaren Materie, eine gegenseitige Anziehung herrsche, die in geradem Verhältniß mit

der Masse des anziehenden Körpers, und im verkehrten mit dem Quadrat der Entfernung des angezogenen Körpers stehe; und durch genaue Betrachtung des Mondlaufes überzeugte er sich, daß unsere Schwere nichts auderes als ein Theil dieser allgemeinen Anziehung sei, die er daher die allgemeinen Gravitation nannte.

§. 10. Zufolge dieser Ansicht ist also die Schwere unserer irdischen Körper nichts anderes als eine Wirkung der Anziehung, welche alle Punkte der Erdkugel gegen jeden auf der Oberfläche befindlichen Körper ausüben; und man begreift leicht, daß sich alle diese Anziehungen in einen einzigen gegen den Mittelpunkt gerichteten Zug zusammensetzen. Diese Anziehung ist, wie jede Anziehung, gegenseitig. Aber da die Masse, selbst eines beträchtlichen Felsenstücks, gegen die Masse der ganzen Erde als unendlich klein zu betrachten ist, so ist auch die Anziehung, die ein einzelner Körper gegen die Erdkugel ausübt, für unsere Sinne als nichts zu betrachten. Aus eben dem Grunde ist die gegenseitige Anziehung zweier einzelnen Körper ganz unmerklich, da sie beide mit einer unbestimmbar größeren Kraft gegen den Erdboden gezogen werden. Doch werden wir bei der Lehre von den Pendelschwingungen sehen, daß es nicht schlechthin unmöglich ist, solche Anziehungen bemerkbar zu machen.

§. 11. Newton hat uns die Kraft der Schwere aus einem hohen Standpunkte gezeigt. Sie gab und erhält jedem Weltkörper seine Gestalt; sie bindet alle Theile jedes Weltkörpers zusammen, daß kein Stäubchen wägbarer Materie verloren gehen kann; sie verbindet alle Weltkörper zu einem unermeßlichen Ganzen, und erhält alle ihre Bewegungen in ewiger Ordnung und

Harmonie, deren Betrachtung jedes unbefangene Gemüth zu hohen Ahnungen erheben muß. Nur dieses unsichbare Band des Weltalls dürfte der Schöpfer lösen, um die ganze Natur in ein Chaos zu verwandeln.

Siebentes Capitel.

Von dem specifischen Gewicht fester und tropfbarer Körper.

§. 1. Die Kenntniß des specifischen Gewichts der Körper ist für alle Theile der ganzen Naturkunde wichtig. Um nun zuerst den Begriff desselben mit mathematischer Bestimmtheit aufzufassen, bemerken wir, daß zwei Arten, dasselbe in Zahlen auszudrücken, üblich sind.

1) Man hat eine völlig bestimmte Vorstellung von der eigenthümlichen Schwere einer Materie, wenn man das Gewicht von einem bestimmten Volumen derselben kennt.

So hat man z. B. einen ganz bestimmten Begriff von der Schwere des reinen Wassers, wenn man weiß, daß ein Preuß. Cubikzoll genau $1\frac{2}{9}$ Preuß. Loth wiege; vorausgesetzt, daß man das gesetzliche Preuß. Maaß und Gewicht genau kenne. (Man vergleiche die hinter der Vorrede befindliche Übersicht der Preuß. Maaße und Gewichte).

Kennt man das Gewicht von 1 Cubikzoll, so ist klar, daß man das Gewicht von jedem größeren oder kleineren Volumen leicht durch Rechnung finden könne.

Diese Bestimmungsart hat indessen, wenn sie auf alle Arten von Körpern angewendet würde, die Unbequemlichkeit, daß sie von dem in jedem Lande üblichen Maaß und Gewicht abhängig ist, und daher die Zahlen, wodurch das specifische Gewicht angegeben wird, an

jedem Orte, der verschiedenes Maaß und Gewicht hat, verschieden ausfallen.

2) Viel zweckmäßiger ist es, die Schwere irgend eines bestimmten Körpers (wozu man mit allgemeiner Übereinstimmung das reine Wasser gewählt hat) als Einheit anzunehmen, und nur in Zahlen auszudrücken, wievielmal schwerer oder leichter jede andere Materie unter gleichem Volumen sei. Wenn man z. B. in diesem Sinne sagt, das specifische Gewicht einer bestimmten Art Weingeist sei 0,791, so heißt das, jede beliebige Menge dieses Weingeistes wiegt nur 0,791 dessen, was ein gleiches Volumen reinen Wassers wiegt.

Diese Bestimmungsart ist ganz unabhängig von dem an jedem Orte üblichen Maaße und Gewichte, und wofern man nur das Gewicht des Wassers nach der ersten Art in bestimmtem Maaß und Gewichte ausgedrückt kennt, so ist es leicht, jedes auf diese zweite Art ausgedrückte specifische Gewicht auch auf die erste Art auszudrücken.

Anm. Überhaupt lassen sich beide Arten, das specifische Gewicht auszudrücken, leicht in einander verwandeln. Es sei w das Gewicht von 1 Cubikzoll Wasser, und g das Gewicht von 1 Cubikzoll eines andern Körpers, a aber das nach der zweiten Art ausgedrückte specifische Gewicht desselben, so ist

$$a = \frac{g}{w}, \text{ also } g = aw;$$

und wenn v ein beliebiges Volumen dieses Körpers ist, so ist das Gewicht dieses Volumens = gv oder awv.

Schon hieraus ergiebt sich, wie wichtig die genaueste Bestimmung der eigentlichen Schwere des reinen Wassers sei. Es ist aber diese Bestimmung keine rein wissenschaftliche Arbeit, sondern sie hängt untrennbar mit dem an jedem Orte bestehenden Verhältniß zwischen Maaß und Gewicht zusammen, welches ohne Zweifel insofern ein Gegenstand der polizeilichen Gesetzgebung ist, daß man von der gesetzlich anerkannten Bestimmung dieses Verhältnisse

nicht abgehen darf. Sind daher in einem Lande gesetzliche Bestimmungen über Maaß und Gewicht vorhanden, und ist nach diesen das Gewicht des Wassers einmal festgesetzt, so kann man von solcher Bestimmung nicht abgehen, ohne Verwirrung zu veranlassen. Die Bestimmung, daß 1 Preuß. Cubikzoll Wasser, $1\frac{2}{9}$ Pr. Loth wiege, beruht eigentlich auf der in Paris gemachten Abwägung des Wassers, und sie verdient allerdings alles Vertrauen, weil dabei alle nur erdenkliche Sorgfalt angewendet worden. Sollte indessen bei künftigen Abwägungen die Schwere des Wassers ein wenig kleiner oder größer gefunden werden, als es die Pariser Abwägung giebt, so wäre doch deswegen in der Pr. Maaß- und Gewichtsordnung nichts weiter abzuändern als die Temperatur von 15°, für welche die Bestimmung gemacht ist. Denn da, wie wir im 3ten Abschnitt sehen werden, die Wärme alle Körper ein wenig ausdehnt. so ist genau genommen das Gewicht eines Cubikzolls Wasser bei höherer als 15° Wärme etwas kleiner, und bei niedrigerer etwas größer, als bei 15°. Fände man also künftig das Gewicht des Wassers um eine Kleinigkeit größer oder kleiner, so dürfte nur statt 15° im ersten Fall eine etwas niedrigere, im zweiten eine etwas höhere Temperatur für die gesetzliche angenommen werden.

Uebrigens wird durch diese neuere Bestimmung die ältere, daß 1 Pr. Cubikzoll 288° des alten Med.-Gewichts wiege, nicht aufgehoben. Es steht vielmehr diese Bestimmung mit der Pariser Abwägung in sehr genauer Übereinstimmung. Nur würde in Granen (d. h. in $\frac{1}{240}$ Lothen) des neuen Med.-Gewichts, 1 Cubikzoll nicht mehr 288, sondern $293\frac{1}{3}$ Gran wiegen.

Die besten Methoden, das eigenthümliche Gewicht des Wassers zu bestimmen; können übrigens erst in der Hydrostatik erklärt werden.

§. 2. Hält man sich bloß an dem ersten Begriff, so führt er zu einer Bestimmung des specifischen Gewichts, die auf dem Papiere viel leichter aussieht, als sie in der Ausführung ist.

Ist der Körper fest, so muß man sich von ihm ein

Stück von so regelmäßiger Gestalt verschaffen, daß sich das Volumen desselben geometrisch ausmessen läßt. Dieses Volumen heiße in Cubikzollen ausgedrückt v. Dann wiegt man den Körper, und sein Gewicht (in Lothen) heiße g, so ist das Gewicht von 1 Cubikzoll $= \frac{g}{v}$.

Wäre der Körper flüssig, so müßte man sich ein Gefäß verschaffen, dessen innerer Raum genau bekannt wäre, dieses Gefäß müßte man genau füllen, und wiegen, wieviel es von der Flüssigkeit faßte. Heißt der Raum des Gefäßes v, und das Gewicht der Flüssigkeit g, so ist das Gewicht von 1 Cubikzoll wie vorher $\frac{g}{v}$.

Anm. Die Schwierigkeit dieses Verfahrens liegt darin, daß es nichts weniger als leicht ist, einen Körper oder ein Gefäß zu haben, daß sich mit hinreichender Genauigkeit geometrisch ausmessen ließe. Doch kann das Verfahren in Fällen, wo man nicht die äußerste Genauigkeit sucht, mit Nutzen angewendet werden.

§. 3. Was die Versuche betrifft, durch welche das specifische Gewicht aller Arten von Körpern nach der zweiten Idee ausgemittelt werden kann, so hat man mehrere Verfahrungsarten erfunden, und man bedarf deren mehrere, weil nicht jede Methode bei jedem Körper anwendbar ist. Besonders setzt die Bestimmung bei luftförmigen Stoffen, Kenntnisse der Aerostatik voraus, die hier noch nicht erklärt werden können. Was aber feste und tropfbare Körper betrifft, so beruht die Methode, deren sich Klaproth bei seinen vielen Versuchen dieser Art bediente, auf so einfachen Gründen, und erstreckt sich in ihrer Anwendbarkeit so weit, daß sie schon hier ohne Schwierigkeit erklärt werden kann.

Die ganze dazu erforderliche Geräthschaft besteht

aus einer guten Wage, genauen Gewichten, und einigen kleinen Gläsern von verschiedener Größe mit gut eingeschliffenen Glasstöpfeln.

Anm. Nach Gehler III. 909. scheint Homberg oder Leutmann Erfinder der in den folgenden §§. beschriebenen Methode zu sein.

Das specifische Gewicht irgend einer tropfbaren Flüssigkeit zu bestimmen.

§. 4. Man tarirt das leere, völlig trockne, und mit dem Stöpsel versehene Glas auf der Wage, d. h. man bringt es durch feines Bleischrot, oder womit man sonst will, ins Gleichgewicht. Dann untersucht man, wieviel das genau gefüllte und verschlossene Glas, zuerst von destillirtem Wasser, und dann von der zu untersuchenden Flüssigkeit faßt. Dividirt man das letzte Gewicht durch das erste, so erhält man das gesuchte specifische Gewicht. Gesetzt, das Glas faßte an destillirtem Wasser 2,336 Loth, von einer Art Weingeist aber 2,018 Loth; so ist das specifische Gewicht des letztern $= \frac{2018}{2336} = 0{,}864$.

Die Richtigkeit des Verfahrens ist unmittelbar aus dem Begriff des specifischen Gewichtes (§. 1. Nr. 2.) klar; denn, wenn der Glasstöpsel gut eingeschliffen ist, so ist der innere Raum des Glases, wenn man es mit Wasser oder irgend einer andern Flüssigkeit füllt, völlig gleich. Es versteht sich aber von selbst, theils, daß man die Flüssigkeit rein und unvermischt ins Glas bringe, und daß kein Luftbläschen im Innern bleiben dürfte, theils, daß das Glas vor dem jedesmaligen Abwägen von außen sorgfältig getrocknet sein muß. In der Regel ist es bequemer, erst die Flüssigkeit, und dann das Wasser zu wägen, weil man dann vor der zweiten Abwägung statt das Glas auszutrocknen, es mehrmals mit destillirtem Wasser ausspühlen kann.

Man sieht leicht, daß diese Methode auf alle tropfbaren Flüssigkeiten ohne Ausnahme anwendbar ist. Hat man eine sehr

geringe Menge, so nimmt man ein sehr kleines Glas, muß aber alsdann desto genauer wägen.

Das specifische Gewicht fester Körper zu finden.

§. 5. Bei der Anwendung dieser Methode auf einen festen Körper muß derselbe nur so beschaffen sein, daß er in das Glas gebracht werden kann. Es ist aber gar nicht nöthig, daß er aus einem einzigen Stück bestehe, er kann sogar ein bloßer feiner Staub sein. Für größere Körper, die man nicht zerstückeln will, ist es zweckmäßig, eine andere in der Hydrostatik zu beschreibende Methode anzuwenden. Besitzt man aber einen Vorrath von mehreren kleinen Stücken, so wird der Versuch am einfachsten auf folgende Art gemacht.

Man tarirt zuerst das mit destillirtem Wasser genau gefüllte Glas, dann legt man so viele Stücke des zu untersuchenden Körpers, als das Glas bequem fassen kann, neben das Glas, und auf die andere Wagschale so viele Gewichte, als zum Gleichgewicht nöthig ist, so weiß man das Gewicht des Körpers in der Luft. Man nimmt hierauf Glas und Körper ab, und bringt die abgewogenen Stücke desselben in das gefüllte Glas, so daß dadurch ein Theil des Wassers herausgedrängt wird. Endlich verschließt man das Glas wieder, und sorgt nur dafür, daß weder zwischen den Stücken des Körpers, noch sonst inwendig Luftbläschen, oder außen am Glase Wassen hängen bleibt. Bringt man nun das Glas wieder auf die Wage, so ist es um so viel leichter geworden, als der hineingebrachte Körper Wasser verdrängt hat Man legt also nun neben das Glas so viel Gewicht, als zur Herstellung des Gleichgewichts erforderlich ist. Dieses Gewicht zeigt also, wieviel Wasser der Körper verdrängt hat, d. h. wie schwer eine

Menge Wasser ist, die mit dem Körper gleiches Volumen hat. Dividirt man also das Gewicht des Körpers durch das Gewicht des verdrängten Wassers, so erhält man das specifische Gewicht desselben. Gesetzt der Körper wöge 0,523 Loth, und verdrängte 0,084 Loth Wasser, so wäre sein specifisches Gewicht $= \frac{523}{84} = 6{,}226$.

§. 6. Dieses Verfahren läßt sich mit dem besten Erfolge fast auf alle festen Körper anwenden.

Als Ausnahme kann man folgende Fälle betrachten:

1) größere Körper, die man nicht zerstückeln will;
2) sehr poröse Körper (Sandstein, Kreide, Bimstein ꝛc.) Bei diesen hat aber der Begriff des specifischen Gewichtes selbst eine Zweideutigkeit. Wer z. B. das specifische Gewicht einer Art von Bimstein sucht, der sieht entweder von den leeren Zwischenräumchen ab, und betrachtet den Raum als stätig erfüllt, oder er will das eigenthümliche Gewicht der Masse selbst wissen. Wollte man nach beiden Ansichten mit Genauigkeit verfahren, so müßte man zuerst den Körper in der Luft wiegen, sein Gewicht sei a; dann müßte man ihn in Wasser legen, und so viel einsaugen lassen, als er aufnehmen kann. Würde er dann äußerlich abgetrocknet und gewogen, so würde er schwerer sein, und sein Gewicht sei $a + b$, wo b das Gewicht des eingesogenen Wassers ist. Endlich müßte man wie im vorigen §. untersuchen, wie viel Wasser er nun verdrängt; dieses Gewicht heiße c. Will man nun das specifische Gewicht ohne Rücksicht der leeren Räume haben, so ist es $\frac{a}{c}$; will man aber bloß das specifische Gewicht der dichten Masse haben, so muß man erwägen, daß diese nicht c, sondern nur $c - b$ Wasser verdrängt hat, also ist ihr specifisches Gewicht $\frac{a}{c - b}$.
3) Bei Salzen und andern im Wasser leicht auflöslichen Körpern, verfährt man am sichersten auf folgende Art. Man wählt statt Wasser eine Flüssigkeit, in der sich der Körper nicht auflöst, (worüber man sich aus chemischen Lehrbüchern belehren muß). Mit dieser Flüssigkeit verfährt man nach §. 5. gerade so, als ob es destillirtes Wasser wäre. Wir

wollen annehmen, der Körper wiege in der Luft a, und verdränge von dieser Flüssigkeit b; endlich bestimme man das specifische Gewicht dieser Flüssigkeit gegen Wasser, nach §. 4. Wir wollen annehmen, das Glas fasse von der Flüssigkeit c, von Wasser d, so ist nicht schwer zu erweisen, daß das gesuchte specifische Gewicht des Körpers $= \frac{ac}{bd}$ sein werde. Denn nennt man die Gewichte, welche das Wasser, und die Flüssigkeit, desgleichen die Flüssigkeit und der Körper bei gleichem Volumen haben, in der hier aufgestellten Folge 1; f und k, so verhält sich:

$$d : c = 1 : f$$
$$b : a = f : k$$

$$\text{also } bd : ac = 1 : k, \text{ und } k = \frac{ac}{bd}.$$

§. 7. Wir fügen noch folgende Liste specifischer Gewichte hinzu. Größere Listen dieser Art findet man im Gehler III. 912, noch weitläuftiger in Fischers phys. Wörterb. IV. 505.

Metallische Körper.

Platin	20,722	Klaproth
Gold	19,258	Brisson
Queckſilber	13,586	Biot, Arago
Blei	11,352	Wollaston
Silber	10,784	Klaproth
Wismuth	9,070	Brisson
Kupfer	8,895	Hatchet
Messing	8,395	Brisson
Eisen	7,800	Bergmann
Stahl	7,767	Muschenbroeck
Zinn	7,264	Bergmann
Zink	6,862	Bergmann
Potassium	0,865	Gay Lüssac und Thenard
Sodium	0,972	dieselben.

Erdige Körper.			
Kreide	2,25	bis 2,32	
Schwerspath	4,3	— 4,4	
Töpferthon	1,8	— 2,0	
Bergkrystall	2,653	Brisson	
Feuerstein	2,58	bis 2,67	
Flußspath	2,44	— 2,60	
Bimstein	0,914	Brisson	
Sandstein	2,11	bis 2,56	
Gemeines grünes Glas	2,5	— 2,6	
Zechliner weißes Glas	2,4	— 2,5	
Engl. Flintglas	3,329	Brisson	
Franz. Kronglas aus S. Louis	2,487	Cauchoix, Biot	
Franz. Flintglas von Dartigues	3,20	dieselben.	
Salze.			
Salpeter	1,900	Muschenbroeck	
Kochsalz	1,918	Muschenbroeck	
Salmiak	1,420	derselbe.	
Brennbare Körper.			
Bernstein	1,065	derselbe	
Schwefel	1,800	derselbe	
Wachs	0,95	bis 0,96	
Rectif. Weingeist	0,820	— 0,837	
Alcohol (absoluter)	0,792	Lowitz	
Schwefel-Aether	0,716	bis 0,745	Rose
Baumöl	0,913	Muschenbroeck	
Terpentinöl	0,792	derselbe.	
Holzarten.			
Eichen (frisches)	0,93	Muschenbroeck	

Eichen (altes) . . .	1,67	Muschenbroeck
Büchen	0,85	derselbe
Tannen	0,55	derselbe
Korkholz	0,24	derselbe.

Wasser.

Wasser (reines) . . .	1,000	
Eis	0,916	Muschenbroeck.

Anmerkungen. Die Vermehrungen und Verbesserungen dieser Liste sind größtentheils aus Biot's Traité de Physique T. I. p. 535. genommen. Das specifische Gewicht des Queckſilbers wird daselbst nach Biot und Arago 13,58597 angegeben, welches von dem in der ersten Ausgabe dieses Lehrbuchs S. XV. angegebenen nur um 0,00003 abweicht. — Potassium und Sodium, sind die metallartigen Bestandtheile die man neuerlich im Kali (Pottasche) und im Natron (Soda) gefunden hat. — Bei dem Schwefeläther ist die erste Bestimmung von Lowitz an einem höhst rectificirten Aether gemacht, die zweite ist von Rose, und gilt für die gewöhnliche Bereitungsart in den Officinen.

§. 8. Die oben (Cap. III. §. 11.) gemachte Bemerkung, daß bei chemischen Mischungen Veränderungen aller Eigenschaften entstehen, die sich nicht voraus bestimmen lassen, bestätigt sich an dem specifischen Gewicht selbst der einfachsten Metallmischungen, ja selbst der Vermischung von Wasser mit Weingeist oder Säure, oder andern mischbaren Flüssigkeiten. Mischt man z. B. gleiche Volumina destillirtes Wasser, und Weingeist von dem specifische Gewicht 0,824, mit einander, so sollte man erwarten, daß das specifischen Gewicht der Mischung gerade das Mittel zwischen 1,000 und 0,824 sein, also 0,912 sein würde; statt dessen aber findet man, wenn man den Versuch wirklich macht, 0,930 bis 0,940, so daß also die Flüssigkeit nach der Mischung dichter

ist, und weniger Raum einnimmt, als die Bestandtheile vor der Mischung einnahmen. Ähnliche Beobachtungen hat man bei allen andern Arten von Mischungen gemacht.

§. 9. Da steigende Wärme alle Körper, wenn gleich nur sehr wenig, ausdehnt, also ihr specifisches Gewicht vermindert, so muß, wenn die äußerste Genauigkeit gesucht wird, die Abwägung bei einer bestimmten Temperatur geschehen. In Beziehung auf die Preußische Maaß- und Gewichts-Ordnung muß dazu eine Temperatnr von 15° der achtzigtheiligen Scale gewährt werden, welche im Sommer und Winter leicht zu haben ist. Ein Unterschied von einem oder einigen Graden kann nur dann von Einfluß sein, wenn die alleräußerste Genauigkeit gesucht wird.

Anwendung des specifischen Gewichtes zur Auflösung von einem Paare nützlicher Aufgaben.

§. 10. Den räumlichen Inhalt eines Glases, oder irgend eines andern Hohlgefäßes kann man sehr genau und ohne Vergleich schärfer als durch geometrische Ausmessung finden, wenn man nntersucht, wieviel es an reinem Wasser faßt. Denn wird das Gewicht in Preußischen Lothen ausgedrückt, und durch das Gewicht eines Cubikzolls Wasser, also durch $1\frac{2}{9}$ dividirt, oder, was auf dasselbe hinausläuft, mit $\frac{9}{11}$ multiplicirt, so erhält man sehr genau den räumlichen Inhalt, von welcher Gestalt er auch sein mag, in Preußischen Cubikzollen.

Auch das Volumen eines festen Körpers von der unregelmäßigsten Gestalt läßt sich finden, wenn man nur das specifische Gewicht desselben kennt. Denn multiplicirt man dieses specifische Gewicht mit $1\frac{2}{9} = \frac{11}{9}$, so

findet man, wie schwer 1 Cubikzoll dieses Körpers ist. Dividirt man hiemit das Gewicht des ganzen Körpers, so ergiebt sich sein räumlicher Inhalt in Cubikzollen.

Anm. Der körperliche Inhalt, oder das Volumen eines Körpers sei v, sein specifisches Gewicht s, sein absolutes Gewicht p in Pr. Lothenausgedrückt, so ist $\frac{11}{9}$s, das Gewicht von 1 Cubikzoll dieses Körpers. Daher ist

$$v = \frac{9p}{11s}.$$

Sind von den drei Größen v, p und s zwei gegeben, so findet sich daraus die dritte, denn

$$s = \frac{9p}{11v} \text{ und } p = \frac{11vs}{9}.$$

Zwei Aufgaben, deren Sinn leicht aus der Zeichensprache in die Wortsprache zu übersetzen ist.

Zweiter Abschnitt.

Von den festen Körpern.

Achtes Capitel.

Von den allgemeinen Eigenschaften fester Körper, besonders von der Cohäsionskraft und Elasticität derselben.

§. 1. Dasjenige, wodurch sich die festen Körper von allen flüssigen unterscheiden, ist die Kraft, mit der ihre Theile so aneinander haften, daß sie ohne Gewalt weder getrennt, noch gebeugt, oder sonst aneinander verschoben werden können. Daher hat jeder feste Körper eine selbstständige Gestalt. Die Kraft aber, mit welcher die Theile aneinander haften, nennt man die Cohäsionskraft.

In Ansehung dieser Kraft zeigen sich nach der materiellen Beschaffenheit der Körper mancherlei Verschiedenheiten. Sie ist bei vielen Körpern, besonders bei einigen Metallen, von bewundernswürdiger Stärke, bei andern (als Wachs, Korkholz, Kreide ꝛc. ist sie nur gering. Sie ist bei einem und demselben Körper Veränderungen unterworfen; durch Erhitzung wird sie allezeit geschwächt, durch Kälte verstärkt; doch macht es bei manchen Körpern, wie bei dem Glase, auch bei den Metallen ꝛc. einen Unterschied, ob man sie sich schnell oder langsam abkühlen läßt. Durch mäßiges

Hämmern, Pressen, Ziehen, wird die Cohäsionskraft der Metalle vermehrt, durch zu starkes vermindert. Daß zusammengedrehte Schnüre fester sind als dieselbe Menge von Fäden, wenn sie ungedreht neben einander liegen, ist ohne Zweifel die Folge einer Zusammenpressung, die mit dem Drehen verbunden ist. Es giebt Körper, deren Theile sich schwer trennen, und auch schwer beugen, also in eine andere Lage bringen lassen; diese nennt man harte Körper. Andere lassen sich ziemlich leicht beugen, aber schwer zerreißen; diese nennt man zähe Körper. Andere lassen sich umgekehrt schwer beugen, aber ziemlich leicht zerreißen; diese heißen spröde Körper. Endlich giebt es auch weiche Körper, d. h. solche, die sich leicht beugen, und auch zerreißen lassen. Diese Verschiedenheiten deuten darauf, daß die Cohäsionskraft nicht in allen Richtungen gleichen Widerstand leiste. Bestimmtere Anzeigen hievon werden sich in diesem und dem folgenden Capitel finden. Es giebt indessen Körper, bei denen die Cohäsionskraft in allen Richtungen fast gleich stark zu wirken scheint. Dieses ist der Fall besonders bei solchen Körpern, die wie die Metalle oder Glasflüsse im Bruche kein blättriges, oder grobkörniges Gefüge zeigen. Eine sehr geringe Beimischung eines fremden Bestandtheils bringt oft auffallende Veränderungen in der Cohäsionskraft hervor, wie dieses z. B. die äußerst geringe Menge von Kohlenstoff beweist, durch deren Beimischung weiches Eisen in harten Stahl verwandelt wird. Überhaupt bringen chemische Mischungen in der Cohäsionskraft Veränderungen hervor, die sich aus der Cohäsionskraft der Bestandtheile auf keine Art vorausbestimmen, oder auch nur befriedigend erklären lassen. So wird z. B. das ziemlich zähe Kupfer durch Beimischung des ziemlich weichen Zinns härter und elastischer. Eine neue Bestätigung der oben III. 11. aufgestellten Behauptung.

§. 2. Ueber die Stärke der Cohäsionskraft haben Muschenbroeck, Buffon und andere, zahlreiche Versuche angestellt. Der erste ließ z. B. vierkantige Stäbe von Metall gießen, wo jede Seite 0,17 eines Rheinl. Zolles breit war, so daß der Durschnitt ungefähr 0,0289

Quadratzoll betrug. Diese Stäbe wurden mit dem einen Ende lothrecht befestigt, und am andern Ende so lange mit Gewicht beschwert, bis sie zerrissen. Es erfoderte

1)	Deutsches Eisen . .	1930 Pfund
2)	feines Silber . . .	1156 —
3)	Schwedisches Kupfer .	1059 —
4)	Japanisches Kupfer .	573 —
5)	feines Gold . . .	578 —
6)	Englisches Zinn . .	150 —
7)	Zinn von Malacca .	91 —
8)	Wismuth	85 bis 93 Pfund
9)	Goslarsches Zink . .	76 — 83 —
10)	Spießglanz-Metall .	30 Pfund
11)	Englisches Blei . .	25 —

Ähnliche Versuche mit Stäben, deren Seiten 0,27 Rh. Zoll breit waren, so daß die Durchschnittsfläche 0,0729 Quadratzoll betrug, gaben unter andern folgende Resultate:

12)	Büchenholz	1250 Pfund
13)	Eichenholz	1150 —
14)	Lindenholz	1000 —
15)	Tannenholz	600 —
16)	Fichtenholz	550 —

Man sieht hieraus, wie bewundernswürdig groß die Cohäsionskraft in so kleinen Durchschnittsflächen ist. Es sind aber die angegebenen Durchschnittsflächen nicht die wahren, in denen der Körper reißt: denn durch die gewaltige Kraft, mit der er gezogen wird, verdünnt er sich, und bei Metallen erfolgt dieses gewöhnlich an einer einzigen Stelle, und das Metall wird hier vor dem Reißen so dünn, daß sich die Größe der zerreißenden Fläche im Augenblick des Zerreißens nicht sicher bestimmen läßt.

Die Versuche selbst haben mancherlei Schwierigkeiten, und

es weichen daher die Beobachtungen mehrerer Naturforscher sehr beträchtlich von einander ab. Versuche von Guyton Morveau findet man in Gilbers Annalen B. I. S. 371; von Graf Sickingen, von Achard, von Muschenbroeck in Gehlers Wörterb. I. 514 u. V. 197. u. f.

§. 3. Die Cohäsionskraft äußert ihre ganze Stärke nur bei der absoluten Berührung der Theile, welche ihnen die Natur selbst giebt, wenn sie aus dem flüssigen Zustande ruhig in den festen übergehen. Sind aber die Theile eines Körpers einmal gewaltsam getrennt, so ist eine vollkommene Berührung derselben nicht mehr herzustellen. Dessen ungeachtet zeigt sich auch bei getrennten Flächen, wenn sie sich nur in vielen Punkten berühren, noch ein Zusammenhängen, welches man Adhäsion nennt. So hängen geschliffene Platten von Glas, Marmor, Metall ꝛc. merklich aneinander. Durch eine dazwischen gebrachte Flüssigkeit, wäre es auch nur Wasser, wird die Berührung, und eben dadurch auch die Adhäsion sehr vermehrt. Ist die dazwischen gebrachte Flüssigkeit so beschaffen, daß sie durch Verdunstung oder Abkühlung selbst hart wird, so entsteht dadurch ein sehr fester Zusammenhang, der zuweilen die natürliche Cohäsionskraft der Körper noch übertrifft. Hierauf gründen sich mehrere techische Arbeiten, namentlich Kleistern, Leimen Kütten und Löthen.

Anm. Bei Versuchen über Adhäsion müssen die untersuchten Körper bei möglichst großen berührenden Flächen, so wenig Gewicht als möglich haben.

§. 4. Es findet aber Abhäsion nicht nur bei der Berührung gleichartiger sondern auch ungleichartiger Körper statt, wovon man sich durch Aufmerksamkeit auf eine alltägliche Erscheinung überzeugen kann. Bestreut man nämlich irgend einen Körper mit sehr feinem Staube

von beliebiger Beschaffenheit, und wendet ihn alsdann behutsam um, so daß die bestreute Fläche nach unten kommt, so fallen nur die schwereren Stäubchen ab, die leichteren bleiben hangen, sie mögen der Fläche, woran sie hangen, gleichartig sein oder nicht. Die Adhäsion kann nämlich nur dann ihre Wirkung äußern, wenn sie stärker ist, als die Schwere, die den anhangenden Körper abwärts treibt. Man ist daher berechtigt oder genöthigt, die Adhäsion als eine ganz allgemeine Naturerscheinung anzusehen.

§. 5. Wir können uns von der Kraft, durch welche die Erscheinungen der Cohäsion und Adhäsion hervorgebracht werden, keine andere Vorstellung machen, als daß wir sie uns unter der Form einer Anziehung denken. Das Wesen und der Grund dieser Anziehung sind uns übrigens völlig verborgen. Es ist denkbar, aber nicht erwiesen, daß sie mit der Gravitation (Cap. VI. §. 9. u. f.) einerlei sei, und es lassen sich eben so viele Gründe für als gegen diese Hypothese aufstellen. So lange daher die Einerleiheit dieser Kräfte nicht außer Zweifel gesetzt ist, gebieten die Regeln der Logik, Gravitation (Anziehung in der Ferne), Cohäsion (Anziehung gleichartiger Theile bei der Berührung) und Affinität (Anziehung ungleichartiger Theile bei der Berührung, Cap. III. 13.) von einander zu unterscheiden. Nur daß Adhäsion keine selbstständige Kraft, sondern geschwächte Cohäsion oder Affinität ist, fällt in die Augen.

Elasticität oder Federkraft.

§. 6. In Ansehung der Elasticität sind allerlei Mißverständnisse im allgemeinen Umlauf. Es ist daher nöthig, diesen Gegenstand mit besonderer Aufmerksam-

keit zu behandeln, und den Begriff, so wie die Gesetze dieser Kraft in möglichster Bestimmtheit darzulegen.

§. 7. Es ist schon oben (Cap. I. 8.) bemerkt worden, daß die Compressibilität und Expansibilität, allen Körpern überhaupt, also auch allen festen Körpern ohne Ausnahme, zukomme. Wird aber ein Körper durch Druck, Stoß oder Schlag wirklich zusammengepreßt, oder durch einen hinlänglichen Zug ausgedehnt, und die Kraft, welche dieses bewirkte, läßt nach, so ist der Erfolg nach der Verschiedenheit der Umstände verschieden. Bisweilen behält der Körper eine veränderte Gestalt, bisweilen kehrt er aber auch von selbst zu seiner ersten Gestalt und Ausdehnung zurück. In sofern die letzte Wirkung sich zeigt, heißt der Körper elastisch, oder federnd. Eben so kann jeder feste Körper, besonders wenn er die Gestalt eines langen, dünnen, an dem einen Ende befestigten Stäbchens hat, gebeugt werden, und nach Verschiedenheit der Umstände behält er entweder eine Bieguug, oder er kehrt zu seiner ersten Gewalt zurück. Auch diese letzte Wirkung schreibt Jedermann der Elasticität zu. Endlich kann man ein solches Stäbchen auch an dem freien Ende drehen, und wenn die Kraft aufhört, bleibt das Stäbchen in einer gedrehten Lage, oder es kehrt in die erste Lage zurück. Auch dieses ist eine anerkannte Wirkung der Elasticität. An einer schraubenförmig gewundenen Feder von Stahl, oder scharfgezogenem Messing, oder an einem Stück Federharz (Cautschouc), kann man sich leicht diese Erscheinung anschaulich machen.

Hieraus ist klar, daß die Elasticität nichts anders sei, als ein Bestreben, Raum und Ge-

stalt nicht zu ändern, oder, wenn sie geändert sind, wieder herzustellen.

§. 8. Da sich die Wirkungen der Elasticität nicht unter allen Umständen gleichförmig zeigen, so ist es nöthig, die Umstände, unter welchen sie statt finden, genauer zu bestimmen.

Es würde nicht richtig sein, wenn man sich vorstellen wollte, daß die Wirkungen der Elasticität nur bei gewissen Arten von Körpern statt fänden, bei andern nicht. Es giebt im Gegentheil keinen festen Körper, bei welchem sie sich nicht unter den gehörigen Umständen, obgleich in sehr verschiedenem Grade, zeigten. Vollkommen nennt man die Elasticität, wenn sich Gestalt und Volumen vollständig wieder herstellen; unvollkommen, wenn die Wiederherstellung nur zum Theil erfolgt; gänzliche Unelasticität würde da statt finden, wo gar keine Spur von Wiederherstellung zu entdecken wäre. Durch eine genauere Betrachtung elastischer Erscheinungen kann man sich überzeugen, daß jeder feste Körper sich gegen Kräfte, die eine gewisse Größe nicht überschreiten, als vollkommen elastisch, gegen stärker wirkende aber als unvollkommen elastisch verhalte, und daß nur die Gränze beider Wirkungen bei den Körpern verschieden sei. Ein gänzlicher Mangel von Elasticität ist aber wahrscheinlich unter keinen Umständen vorhanden.

§. 9. Die Wirkungen der Elasticität können überhaupt nur sichtbar werden, wenn eine äußere bewegende Kraft bloß auf einen Theil eines Körpers wirkt, während die übrigen entweder ganz fest gehalten werden, oder wenigstens nicht mit derselben Geschwindigkeit ausweichen können, mit welcher der Stoß oder Zug wirkt.

Es ist aber genug, bloß den ersten Fall zu betrachten, denn weicht die ganze Masse des Körpers ein wenig aus, so ist die Wirkung gerade so, als ob der Körper ruhte, der Stoß aber um so viel langsamer wäre, als die Geschwindigkeit des ausweichenden Körpers beträgt.

Um nun deutlich zu beobachten, was unter diesen Voraussetzungen geschieht, so betrachte man einen Körper, der eine sehr beträchtliche Elasticität besitzt, am besten ein Stück Federharz. Drückt man dasselbe mit einem Finger an einer Stelle, wo gegenüber ein fester Widerstand das Weichen der ganzen Masse verhindert, so giebt der Körper selbst bei einem ganz schwachen Drucke fühlbar nach, nimmt aber seine erste Gestalt sogleich wieder an, wenn der Druck aufhört. Drückt man stärker, so geben die Theile mehr nach, und pressen sich zusammen, aber selbst nach einem ziemlich starken Druck erfolgt doch eine Wiederherstellung der Gestalt und Ausdehnung, wobei die Sinne keine Veränderung bemerken. Wird aber der Druck über einen gewissen Grad hinaus verstärkt, so bleibt zuletzt an der Stelle, wo man drückte, eine sichtbare Vertiefung, die entweder gar nicht, oder nur langsam wieder verschwindet. Doch giebt es allem Anschein nach keinen noch so starken Druck, nach welchem gar keine Spur eines Bestrebens nach Wiederherstellung der früheren Gestalt bemerklich sein sollte.

Ähnliche Betrachtungen, als wir über den Druck angegeben haben, lassen sich auch auf einen Zug anwenden, der an einem Theile des Körpers angebracht wird, während der gegenüber liegende fest gehalten wird; desgleichen auf eine Kraft, welche den an einem Ende fest gehaltenen Körper zu beugen oder auch zu drehen strebt.

In allen diesen Fällen ist es aus den bloßen Begriffen klar, daß, wenn die einwirkende Kraft von einer bestimmten und unveränderlichen Größe ist, die Wirkung auch nur bis zu einem ganz bestimmten Punkte fortschreiten, und dann Stillstand erfolgen müsse, es geschehe nun dieses innerhalb der Gränzen der vollkommenen oder unvollkommenen Elasticität. Bei jedem solchen Stillstand ist dann offenbar der Widerstand, den der Körper leistet, genau der einwirkenden Kraft gleich. Ist also diese Kraft so beschaffen, daß sie sich messen läßt, so hat man dadurch zugleich ein Maaß des Widerstandes, den der Körper unter diesen Umständen leistet.

§. 10. Ist die einwirkende Kraft von beträchtlicher Größe, so können noch andere Wirkungen erfolgen.

Ist die Kraft, welche auf einen Theil des Körpers wirkt, größer als die Kraft, mit der dieser Theil an der ganzen Masse hängt, so zerbricht der Körper. Ist die Kraft des Stoßes der Cohäsionskraft sehr überlegen, und besonders die Geschwindigkeit derselben sehr groß, so geschieht oft nichts weiter, als daß der getroffene Theil losgerissen, und der Körper an dieser Stelle durchbohrt wird. Ist hingegen der Stoß nur wenig stärker, als der Zusammenhang der Theile, und die Geschwindigkeit nur mäßig, so zerspringt der Körper meistens in viele Stücke. Die Einwirkung der Kraft pflanzt sich nämlich zwar sehr schnell, aber doch nicht augenblicklich durch den ganzen Körper fort; daher erfolgt auch die Trennung der Theile in keinem Fall in einem untheilbaren Augenblick, sondern in einem kleinen Zeitraum, dessen Länge für unser Gefühl unmerklich sein kann. Wegen des Zusammenhanges der

Theile wirkt aber jeder Stoß auf die ganze Masse, nur, da die Theile ein wenig nachgeben, nicht augenblicklich. Je geringer nun die Geschwindigkeit des Stoßes ist, desto mehr kann sich die Wirkung durch die ganze Masse verbreiten, und den Körper an allen schwachen Stellen zertrümmern; je größer dagegen die Geschwindigkeit ist, desto mehr wirkt die Kraft bloß auf die Theile, die unmittelbar in der Richtung des Stoßes liegen.

Anm. So wird eine Glasscheibe durch einen mäßigen Schlag in viele Stücke zerbrochen, während eine abgeschossene Büchsenkugel oft nur ein kleines Loch durch eine Fensterscheibe macht, u. dgl. m.

§. 11. Mehrere Naturforscher haben sorgfältig untersucht, nach was für Gesetzen der Widerstand eines elastischen Körpers wächst, wenn die auf ihn wirkende Kraft zunimmt, und es geht aus den Versuchen hervor, daß, so verschieden auch die Wirkungen der Elasticität sind, je nachdem die äußere Kraft den Körper zu pressen, oder auszudehnen, oder zu beugen, oder zu drehen strebt, doch alle diese Wirkungen unter folgendem allgemeinen Gesetze stehen: daß gleiche (aber kleine) Zusätze der einwirkenden Kraft gleiche räumliche Veränderungen hervorbringen. Woraus folgt (§. 9.), daß der Widerstand, welchen die Elasticität leistet, in gleichem Verhältniß stehe mit den Raumveränderungen, welche die Theile des Körpers leiden. Dieses Gesetz bestätigt sich, 1) wenn man etwas lange metallene Saiten, oder Darmsaiten, oder Schnüre und Fäden von anderer Beschaffenheit, durch angehängte Gewichte ausdehnt, und die dadurch entstehenden kleinen Verlängerungen mißt; 2) wenn man schraubenförmig, oder im

Zickzack gebogene Federn von Stahl oder Messing durch aufgelegte Gewichte zusammendrückt, oder durch angehängte ausdehnt; 3) wenn man lange und dünne Stäbe an einem Ende in wagrechter Lage befestigt, und am andern durch angehängte Gewichte beugt: endlich 4) wenn man lange Saiten oder Fäden durch ein angehängtes Gewicht spannt, und dieses mit einem wagrechten Zeiger versieht, durch dessen Umdrehung die Saite selbst gedreht, und zugleich der Drehungswinkel bestimmt beobachtet werden kann.

Bei allen solchen Versuchen muß man indessen Acht haben, nicht aus den Gränzen der vollkommenen Elasticität herauszukommen. Denn daß das Gesetz überhaupt eine gewisse Einschränkung haben müsse, ist auch ohne Versuche klar. Denn wenn z. B. eine schraubenförmige Feder durch ein aufgelegtes Gewicht von 1 Loth, um ein Hunderttel ihrer Länge verkürzt würde, so müßte sie durch 100 aufgelegte Lothe ihre ganze Länge verlieren. Man kann sogar zweifeln, ob es innerhalb der Gränzen der vollkommenen Elasticität schlechthin genau, oder nur mit einer starken Annäherung richtig sei.

Anm. Was in den deutschen Lehrbüchern und phys. Wörterbüchern über diesen Gegenstand vorgetragen wird, ist größtentheils sehr mangelhaft. Wer sich genauer belehren will, muß die Quellen selbst nachsehen. Die meisten Versuche dieser Art hat s' Gravesande angestellt; m. s. dessen Physices elementa mathematica. Leidae 1742. Th. I. S. 367 ff. Über die Wirkungen der Elasticität beim Drehen sind erst in neuern Zeiten Versuche von Coulomb und Cavendish gemacht worden. Bruchstücke derselben findet man in Grens neuem Journ. d. Ph. B. II. S. 298., und B. IV. S. 50. Ferner in Gilberts Ann. d. Ph. B. II. S. 1. ff. Vortreffliche theoretische Untersuchungen über alle Erscheinungen

der Elasticität findet man in dem neuerlich erschienenen Werke: Traité de Physique experimentale et mathematique, par Biot; à Paris 1816. 4 Tomes en 8vo.

§. 12. Den größten Spielraum der vollkommenen Elasticität zeigen gehärteter Stahl, geschlagenes Messing, Elfenbein, Knochen, trocknes Holz, Fischbein, Federharz u. s. f. den kleinsten, die weichen Metalle, Blei, Zinn, reines Gold und Silber, weiche Thonmassen u. dgl. m.

§. 13. Aus allem hier vorgetragenen ergiebt sich unzweideutig, daß die Federkraft im Grunde nichts ist, als eine Wirkung der Cohäsionskraft. Die Theile eines festen Körpers hangen nämlich, wie wir gesehen haben, mit einer meistens sehr beträchtlichen Kraft an einander; indessen ist doch dieser Zusammenhang jederzeit so beschaffen, daß durch eine darauf wirkende Kraft einige Verdichtung, oder Verdünnung, oder eine kleine Veränderung in der natürlichen Lage, welche die Theile gegen einander haben, hervorgebracht werden kann. Dabei leisten aber in jedem Fall die Theile einen Widerstand, welcher der einwirkenden Kraft gleich ist. Bei kleinen Veränderungen stellt sich, wenn die äußere Kraft nicht mehr wirkt, der erste Zustand völlig, bei größern Veränderungen aber nur zum Theil wieder her.

Anm. Wenn man die hier sorgfältig erörterten Erscheinungen und Gesetze der Elasticität zusammen nimmt, so muß es klar werden, daß es schwerlich zu rechtfertigen (obgleich ganz allgemeinen üblich) ist, luftförmigen Stoffen Elasticität beizulegen. Das richtige Wort ist Expansivkraft oder Ausdehnsamkeit und diese Kraft besteht in einem beständigen Bestreben, einen größern Raum einzunehmen, wovon die Elasticität gerade das Gegentheil ist, nämlich ein Bestreben, Raum und Gestalt nicht zu ändern. Auch ist aus der ganzen hier gegebenen Darstellung klar,

daß hauptsächlich nur bei festen Körpern von Elasticität die Rede sein könne. Hiemit wird indessen nicht geleugnet, daß die Expansivkraft unter Umständen Wirkungen hervorbringe, welche den Wirkungen der Elasticität ganz ähnlich sind.

Neuntes Capitel.

Von den allgemeinen Eigenschaften fester Körper, besonders vom innern Gefüge derselben.

§. 1. Schon die Erscheinungen der Elasticität zeigen deutlich, daß sich die Theile eines festen Körpers, der aus einer gleichförmigen und stätig zusammenhangenden Masse besteht, in einer gegenseitigen Spannung befinden, die man nur als das Resultat von anziehenden und abstoßenden Kräften betrachten kann (II. 4), die sich auf eine regelmäßige Art ins Gleichgewicht gegen einander gesetzt haben. Es giebt mehrere Erscheinungen, welche auf diese Vorstellung deuten, z. B. das Zerspringen der sogenannten Glastropfen und Bologneser Flaschen, und überhaupt des schnell gekühlten Glases. Hiemit lassen sich andere Beobachtungen verbinden, welche auf eine regelmäßige Stellung und Zusammensetzung der kleinsten Theilchen, oder mit einem Worte, auf ein regelmäßiges inneres Gefüge deuten. Dahin gehört die regelmäßige Gestalt der Bruchstücke und Bruchflächen vieler Körper; der Durchgang der Blätter in durchsichtigen Krystallisationen; endlich der Umstand, daß viele Körper in gewissen Richtungen leichter brechen oder springen, als in andern. Den stärksten Beweis aber geben die in neueren Zeiten gemachten höhst merkwürdigen Beobachtungen über die Bildung und das innere Gefüge der Krystalle, wozu die Bahn durch Hauy's

höhst schätzbare Beobachtungen gebrochen worden ist. Dieser Beweis ist um so stärker, da die Krystallisation ein allgemeines Naturgesetz zu sein scheint. Sie besteht aber darin, daß jeder Körper beim ungestörten Übergange aus dem flüssigen in den festen Zustand äußerlich eine regelmäßige Gestalt, und innerlich ein regelmäßiges Gefüge annimmt. Geschieht der Übergang plötzlich, und gestört, so bildet sich ein unregelmäßiges Conglomerat von kleinen unkenntlichen und unregelmäßigen Krystallen, die oft so klein sind, daß nur das Mikroskop ihre krystallische Gestalt bemerken kann. Die meisten Naturforscher halten es für wahrscheinlich, daß sich alle festen Körper ehemals in einem flüssigen Zustande befunden haben. Sollte diese Vorstellung richtig sein, so würde folgen, daß selbst solche dichte Massen, die keine deutlichen Spuren eines regelmäßigen Gefüges zeigen, doch in ihren kleinsten Theilchen, eine krystallinische Structur haben möchten.

Die Krystallisationslehre ist daher für die Physik ein Gegenstand von großer Wichtigkeit. Soll es je dem menschlichen Geiste gelingen, die Gesetze der Anziehung bei der Berührung eben so genau kennen zu lernen, als uns Newtons Gravitation die Anziehungsgesetze für die Entfernung kennen gelehrt hat, so muß es durch die sorgfältigste Verfolgung von Hauy's Entdeckungen geschehn. Wir wollen daher einige dieser Entdeckungen so weit, als es die hier zu beobachtenden Gränzen erlauben, deutlich zu machen suchen.

Anm. Die Beobachtungen mehrerer neueren Minerologen, besonders die Untersuchungen unsers scharfsinnigen Weiß, scheinen es außer Zweifel zu setzen, daß Hauy's Ansichten der innern Structur der Krystalle nicht haltbar ist. Der

Verfasser hatte schon in der ersten Ausgabe (IX. 3.) geurtheilt, das Hauy's Elementartheilchen (molécules élémentaires) eine unerweisliche Hypothese wären. In der zweiten Ausgabe (IX. 6.) dehnte er dieses Urtheil auch auf die Massentheilchen (molécules integrantes) aus. Und in der dritten sieht er sich genöthigt, auch die Kerngestalten (formes primitives) aufzugeben. Indessen ging Hauy von bestimmten richtigen Thatsachen aus, und machte nur aus einer geringen Menge von Analogieen zu schnell ein allgemeines Gesetz. Ein Fehler, in welchen die scharfsinnigsten Köpfe leicht fallen. Da indessen alles, was hier im 2ten und 3ten §. über den Kalkspath gesagt wird, in der Beschränkung auf dieses Mineral, Thatsachen sind, so hat der Verfasser kein Bedenken getragen, sie mit kleinen Abänderungen beizubehalten; indem sie allerdings deutlich beweisen, was hier gezeigt werden soll, daß die Cohäsionskraft in verschiedenen Richtungen mit verschiedener Stärke wirke. Übrigens scheinen die neueren Ansichten der Krystallisationslehre, weder so einfach, noch so vollendet zu sein, daß sich ihre Resultate in ein Paar Paragraphen zusammendrängen ließen. Nur dieses mag hier bemerkt werden, daß sich die im 4ten §. ausgesprochene Hypothese größtentheils auch durch die neuern Untersuchungen zu bestätigen scheint.

§. 2. Bei einigen durch die Natur oder Kunst erzeugten Krystallen giebt es gewisse bestimmte Richtungen, in welchen sich der Krystall leichter als in andern spalten läßt, und zwar so, daß man ebene Bruchflächen bekommt. Spaltet sich ein solcher Krystall in einer bestimmten Richtung, so läßt er sich bei mehreren Mineralien durch jeden Punkt seiner Masse in dieser Richtung spalten, also in lauter dünne Blättchen mit parallelen Flächen verwandeln.

Solcher Spaltungs-Richtungen giebt es aber oft drei; es kann deren aber auch mehrere geben. Diese Richtungen haben aber allezeit unter sich und gegen die

Seitenflächen des Krystalls (mit denen sie selten parallel sind) bestimmte Neigungswinkel.

Die Spaltungs-Richtungen sind nichts anderes, als was die Mineralogen längst vor Hauy den Durchgang der Blätter nannten, den besonders der deutsche Mineralog Werner bei allen Arten von Krystallisationen sorgfältig beobachtet hat. Denn man kann auch ohne wirkliche Spaltung eines Krystalls (die bei manchen Krystallen wegen ihrer großen Härte nicht ausführbar ist,) dennoch die Richtungen der Spaltungsflächen an einer Menge feiner Striche und Spaltungen, welche das Auge im Innern und an den äußern Flächen entdeckt, unzweideutig erkennen. Hauy suchte aber bei allen Krystallen dergleichen Spaltungsebenen aufzufinden, und wo sich keine entdecken ließen (weil sie wirklich nicht da sind), da suchte er ihre Lage durch sinnreiche Vermuthungen zu bestimmen. Auch wendete er großen Fleiß und Scharfsinn an, um durch wirkliche Messung die Lagen der Spaltungsebenen unter sich, und gegen die Achsen und Seitenflächen der Krystalle zu bestimmen. Ferner versuchte er die wirkliche mechanische Spaltung bei so vielen Krystallen, als möglich, auszuführen. Endlich hat Hauy mit großem Fleiße die Gestalt der kleinen Körperchen zu bestimmen gesucht, in welche jeder Krystall zerlegt sein würde, wenn man ihn nach allen angenommenen Spaltungs-Richtungen wirklich durch parallele Ebenen spaltete. Die Gestalt dieser Körper ist es, was er Kerngestalt (forme primitive) nannte; im Gegensatz der äußern Gestalt des Krystalls, die er forme secondaire nannte. Wenn indessen bei vielen Krystallisationen keine Spaltungsflächen da sind, so fallen auch die Kerngestalten, als ein allgemeines Gesetz, weg.

§. 3. Um mehrerer Anschaulichkeit willen wollen wir das innere Gefüge des Kalkspaths (welches die natürliche Krystallisation der kohlensauren Kalkerde ist, die man häufig, und oft in Krystallen von beträchtlicher Größe findet,) etwas näher erörtern, weil es sich bei wenig Krystallisationen so deutlich darlegen läßt. Die äußere Gestalt (nach Hauy secundäre Gestalt) des Kalkspaths ist ungemein verschieden; aber die Spaltungs-Richtungen sind überall dieselben.

Es sei EDIK Fig. 5. ein regelmäßig sechsseitiger Krystall von Kalkspath. Unter der Kante AB sei GH parallel mit AB gezogen. Nun stelle man sich vor, daß hier die Schneide eines Messers angesetzt würde, und zwar so, daß sie unterwärts mit der Fläche ABIK (oder, was auf Eins hinausläuft, mit der Achse des Krystalls) einen Winkel von ungefähr 45° mache. Drückt man auf das Messer, so springt in der Richtung desselben ein Stück von dem Krystall ab, und der Krystall läßt sich überall parallel mit dieser Richtung spalten. Eben dieses findet bei den Kanten CD und EF, aber nicht bei BC, DE, FA statt. Schnitte man nun auf diese Art von dem oberen Ende drei so große Stücke ab, daß von der Grundfläche ABCDEF gar nichts übrig bliebe, so ist klar, daß sich nun der Krystall in eine dreiseitige stumpfe Pyramide endigen würde, deren Seitenfläche gegen die Achse, jede einen Neigungswinkel von ungefähr 45° hat. Nun sei PQR Fig. 6 der obere abgestumpfte Theil der Säule, von oben herab gesehen. a sei die Spitze der dreiseitigen Pyramide, ab, ac und ad die Seitenkanten derselben. Auf diesen schneide man drei gleiche Stücke ae, af, ag ab, und lege durch jeden der drei Durchschnittspunkte e, f und g eine Ebene pa-

rallelmit der gegenüber liegenden Seitenfläche der Pyramide; (also eh parallel mit dac; fh parallel mit bad; und gh parallel mit bac); so schneidet man einen kleinen Körper ab, der in sechs Flächen eingeschlossen ist, von denen je zwei einander parallel sind. Dieser Körper ist folglich ein Parallelepipedum, und da wir die Kanten ae, af, ag, gleich gemacht haben, so ist jede Seitenfläche ein Rhombus. Einen solchen Körper nennt man in der Mineralogie ein Rhomboëder, und man sieht leicht ein, daß das ganze Innere des Kalkspath-Krystalls in lauter solche Körper zerstückelt werden könne. Daher ist dieses Rhomboëder nach Hauy die Kerngestalt oder primitive Form des Kalkspaths. Diese Kerngestalt ist bei allem Kalkspath dieselbe, wie verschieden auch die äußere Gestalt des Krystalls sein mag.

Diese Kerngestalt ist durch die angegebene Lage der Seitenflächen gegen die Achse völlig bestimmt, und es lassen sich daraus alle Bestimmungsstücke des Rhombus berechnen. So ergiebt sich der stumpfe Winkel des Rhombus = 101° 32′, also der spitzige = 78° 28′; der Winkel einer Kante mit der Achse = 63° 26′, und der stumpfe Neigungswinkel zweier Seitenflächen des Rhomboëders = 104° 28′, also der spitzige = 75° 32′.

Anm. Es sei ah Fig. 7. die Achse des Krystalls, und an diese seien die Ebenen ahk, ahi so angesetzt, daß sie sich in ah unter einem Neigungswinkel von 120° schneiden. Die Linien ak und ai aber sollen mit ah Winkel von 45° machen. Man lege durch ak eine Ebene akg lothrecht auf akh, und durch ai die Ebene aig lothrecht auf aih. Diese beiden Ebenen durchschneiden sich in der Linie ag. Legt man nun durch ag und ah wieder eine Ebene ahg, und beschreibt aus a in allen diesen Ebenen mit einem beliebigen Halbmesser die Kreisbogen hk, hi, hg, gi und gk, so entstehen zwei sphärische Dreiecke hgk und hgi, deren Gleich-

heit erweislich ist. Sie sind rechtwinklig bei k und i, weil die in ak und ai sich schneidenden Ebenen lothrecht auf einander sind. Ferner sind die Bogen kh und hi gleich, nämlich jeder 45°. Endlich ist der Bogen hg beiden gemein. Da also drei Bestimmungsstücke dieser Dreiecke gleich sind, so sind auch alle übrigen gleichliegenden Stücke gleich. Namentlich sind die Winkel khg und ihg gleich, und zwar jeder 60° (weil khi = 120°). Denkt man sich nun die Ebene ahg auf der Rückseite der Zeichnung erweitert, so macht diese Erweiterung mit ahk und ahi Winkel von 120°, und wenn man zwischen diesen Winkeln vollkommen dieselbe Zeichnung macht, die wir zwischen ahk und ahi gemacht haben, so ist klar, daß man um den Punkt h, rings herum um die Achse, sechs gleiche sphärische Dreiecke erhalten würde.

Denkt man sich die Entstehungsart von Fig. 7. auf die beschriebene Art, so ist es leicht, sie mit Fig. 6. zu vergleichen, zu welchem Ende alle gleichliegende Punkte in beiden mit denselben Buchstaben bezeichnet sind.

Es ist aber ag eine Kante des Rhomboëders, und in einem der sphärischen Dreiecke z. B. ghi sind folgende Stücke gegeben: Der Winkel ghi — 60°, die Seite hi, als Maaß des Winkels hai = 45°, und hig = 90°. Was die übrigen Stücke betrifft, so ist gi, als Maaß des Winkels gai, der halbe stumpfe Winkel eines Rhombus, weswegen ai und ak Diagonalen zweier in ag zusammenstoßender Rhomben sind. Weiter ist der Winkel igh der Neigungswinkel, welchen eine durch die Achse und eine Kante gelegte Ebene mit der Fläche eines anstoßenden Rhombus macht. Endlich gah, dessen Maaß der Bogen gh, der Winkel, den eine Kante des Rhomboëders mit der Achse macht.

Auf diese Art ist klar, daß man durch Berechnung eines einzigen solchen Dreiecks ihg alles bestimmen kann, was man in Betreff des Rhomboëders zu wissen verlangen kann. Die eigentlichen ursprünglichen Data zur Rechnung sind: 1) daß jede Seitenfläche gegen die Achse einen Neigungswinkel von 45° mache; 2) daß drei Ebenen, die man durch die Achse und durch die Diagonale eines Rhombus legen kann (welches die Ebenen der eben gedachten Neigungswinkel sind), jede gegen die beiden andern unter Winkeln

von 120° geneigt sind. Hiezu kommt 3) die Gleichheit der Kanten ae, af, ag. Diese Annahme ist an sich willkührlich, führt aber auf die einfachste Ansicht.

§. 4. Da sich viele Krystalle in gewissen Richtungen leichter, als in den andern spalten lassen, so folgt, daß ihre Cohäsionskraft nicht in allen Richtungen von gleicher Stärke ist. Es wird noch vieler und tiefer Untersuchungen bedürfen, ehe es möglich sein wird, den Grund davon auf deutliche Begriffe zu bringen.

Eine der einfachsten Ideen zur Erklärung dieser Erscheinungen möchte sein, anzunehmen, daß in jedem Punkte der körperlichen Materie eigentlich nur in drei (vielleicht auf einander senkrechten) Richtungen, wirkliche Anziehung vorhanden sei. Auch sind mehr als drei solcher Richtungen denkbar, nur würden sie nicht sämmtlich senkrecht auf einander sein können. Was aber die Stärke dieser Anziehungen betrifft, so kann man sich dieselbe in den verschiedenen Richtungen oder Anziehungsachsen gleich oder ungleich vorstellen. Legt man eine solche Vorstellung zum Grunde, so begreift man, daß bei dem ungestörten Übergange einer flüssigen Materie in den festen Zustand sich alle Punkte der Materie so ordnen und stellen werden, daß durch die ganze Masse alle gleichartigen Anziehungsachsen in allen Punkten einander parallel liegen. Dann ist in der That wirkliche Anziehung nur in den angenommenen Richtungen: aber dennoch ist klar, daß dadurch nothwendig ein stätiger Zusammenhang in allen Richtungen entstehen müßte, nur würde die Kraft des Zusammenhanges nicht in allen Richtungen gleich sein. Aus einer solchen Annahme erklärt sich also einfach genug die Möglichkeit eines regelmäßigen inneren Gefüges, und einer Verschiedenheit der Cohäsion in verschiedenen Richtungen.

Es kann hier nicht der Ort sein, diese Hypothese weiter auszuführen; aber es würde nicht schwer sein, zu zeigen, daß sie sich an alle Erscheinungen, die bei dem langsamen oder schnellen Übergange aus dem flüssigen in den festen Zustand, oder aus dem festen in den flüssigen vorkommen, ungezwungen anschließt. Das einzige, was wir

hier noch bemerken wollen, ist der Begriff des tropfbaren Zustandes, auf welchen diese Hypothese führt. Die Tropfbarkeit ist der Zustand, wo alle Anziehungsachsen in regellosen Richtungen durch einander liegen; ein Zustand der nothwendig durch die allergeringste Erschütterung eintreten muß, sobald die Repulsivkraft (der Wärme) gegen die Attraction überwiegend oder ihr auch nur gleich ist.

§. 5. Hauy hatte sich überzeugt, daß bei allem Kalkspath, ungeachtet der mannigfaltigsten Verschiedenheit der äußern Krystallgestalt, dennoch die Spaltungsflächen immer unter sich, und gegen die Achse des Krystalls einerlei Lage hatten, und da er eben diese Beobachtung bei mehreren andern chemisch gleichen, aber äußerlich verschieden gestalteten Krystallen gemacht, dagegen bei materiell verschiedenen Mineralien immer Verschiedenheit der Spaltungsrichtungen gefunden hatte, so schloß er, daß die vollkommene Gleichheit seiner Kerngestalten, ein entscheidendes Merkmal der chemischen Identität sei, und in der That bestätigte sich dieser Satz in mehreren Fällen auf eine auffallende Art. Man würde vielleicht unbillig gegen den trefflichen Mann, und selbst nicht genau sich ausdrücken, wenn man sagen wollte, Hauy's Behauptung sei unrichtig und grundlos, weil es viele Krystallisationen giebt, bei denen von einer Kerngestalt nicht die Rede sein kann. Es liegt seiner Behauptung gewiß eine sehr wichtige, von ihm entdeckte Wahrheit zum Grunde, nur wird man sie anders aussprechen müssen. Nach der im vorigen §. vorgetragenen Hypothese würde man sagen müssen: vollkommene Gleichheit der Richtung und Stärke der Anziehungsachsen in zwei Mineralien ist das entschiedene Kennzeichen chemischer Identität.

§. 6. Hauy hat versucht, in seiner Zergliederung der Krystalle noch über die Kerngestalten hinaus zu gehen. Er nimmt an, daß jede Kerngestalt in noch einfachere geometrische Gestalten theilbar sei. Soll hier bloß von geometrischer Theilbarkeit (I. 3.) die Rede sein, so ist dies unstreitig richtig; wird aber physische Theilbarkeit behauptet, so mangelt es dieser an allem Erfahrungsbeweis. Diese Theile der Kerngestalt nennt Hauy Molécules integrantes (Deutsch: Massentheilchen). Endlich behauptet er, daß diese Massentheilchen aus Molécules élémentaires (Elementartheilchen) bestänben, d. h. aus Atomen der ungleichartigen Stoffe, aus welchen die Materie des Minerals gemischt ist. Eine Annahme, die zur Erklärung der Erscheinungen weder nöthig, noch erweislich ist. Giebt es bei vielen Krystallisationen keine Kerngestalt, so fallen die Massentheilchen und Elementartheilchen von selbst weg.

§. 7. Überhaupt ist die Annahme von Atomen zur Erklärung der Krystallisations-Erscheinungen gar nicht nothwendig. Denn nach den im 4ten §. erklärten, oder ähnlichen Hypothesen ist die Entstehung eines regelmäßigen Gefüges, bei völlig stätiger Berührung aller Theile, ohne Atome begreiflich.

Es ist dazu uichts weiter nöthig, als einer stätigen Materie in allen geometrischen Punkten dieselben Eigenschaften beizulegen, die man den Atomen zuschreibt. Da indessen Atomen für die Einbildungskraft faßlicher sind als geometrische Punkte, so mag man unbedenklich statt der Punkte sich kleine Körperchen (physische Punkte) denken, auf ähnliche Art, wie man in der Geometrie, unendlichkleine Theile durch Theile von ziemlicher Größe anschaulich macht. Diese im Grunde symbolische Darstellung des an sich Nichtanschaulichen kann zu keinen Irrschlüssen verleiten, wenn man nur den wahren Sinn der

Symbole mit dem Verstande bestimmt und deutlich auffaßt. Vielleicht kann diese Bemerkung zu Friedens Präliminarien zwischen den Atomisten und Dynamikern dienen.

Es geht übrigens noch aus allen bisherigen Betrachtungen hervor, daß sich alle Erscheinungen der Körper erklären lassen, ohne die Porosität als eine allgemeine Eigenschaft zu denken.

Zehntes Capitel.

Vom Gleichgewicht fester Körper, oder erste Gründe der Statik.

§. 1. Wenn zwei oder mehrere Kräfte auf einen Körper so wirken, daß sich ihre Wirkungen gegenseitig aufheben, so sagt man, der Körper sei im Gleichgewicht. Die Theorie des Gleichgewichtes heißt Statik.

Wir haben zwei Fälle zu untersuchen; 1) wenn Kräfte auf einen freien, (auf keine Art befestigten) Körper, 2) wenn sie auf einen Körper wirken, der so befestigt ist, daß er sich um einen Punkt, oder um eine Achse drehen kann.

Gleichgewicht freier Körper.

§. 2. Wenn zwei oder mehr Kräfte auf denselben Körper wirken, so zeigen Linien, wodurch man die Kräfte vorstellt, nach V. 9. nichts anders an, als die Geschwindigkeiten, die jede Kraft für sich dem Körper geben würde.

Wirken daher zwei entgegengesetzte, aber gleiche Kräfte in derselben Linie auf einen Körper, so bringen sie Gleichgewicht hervor (IV. 6.).

Sind aber zwei Kräfte, welche in derselben Linie auf einen Körper wirken, ungleich, so bringen sie in keinem Falle Gleichgewicht, sondern Bewegung

hervor, deren Beschaffenheit und Gesetze nach Umständen sehr verschieden sein, und erst in der Folge näher erörtert werden können.

§. 3. Wenn zwei Kräfte AB und AC Fig. 3. in verschiedenen Richtungen auf den Körper A wirken, so kann er beiden nicht anders Genüge thun, als wenn er die Diagonale AD des Parallelogramms ABCD zurücklegt. (IV. 7.) Beide Kräfte wirken also gerade das, was eine einzige Kraft AD wirken würde.

§. 4. Hierauf gründet sich die Zusammensetzung und Zerlegung der bewegenden Kräfte. Statt jeder zwei Kräfte AB und AC kann eine einzige AD gefunden werden, die mit ihnen völlig gleichgeltend ist. AB und AC heißen die einfachen oder Seitenkräfte, AD die mittlere oder zusammengesetzte Kraft. Umgekehrt kann man jede einfache Kraft AD in beliebigen Richtungen in zweie AB und AC zerlegen, welche gerade das nämliche als jene Kraft wirken: nur müssen die Winkel, welche die Seitenkräfte AB und AC mit der zu zerlegenden AD machen, zusammen kleiner als zwei rechte Winkel sein (IV. 8.). Daher die Benennung Parallelogramm der Kräfte. Wie mehr als zwei Kräfte zusammengesetzt, oder eine Kraft in mehr als zwei Seitenkräfte zerlegt werden kann, ist leicht einzusehen.

§. 5. Sollen drei Kräfte AB, AC, AE einen Körper A (Fig. 3.) im Gleichgewicht erhalten, so muß die dritte AE in der verlängerten Richtung der Diagonale AD liegen, und sie muß in Vergleichung mit den beiden andern dieselbe Größe haben, welche die Diagonale in Vergleichung mit den Seitenlienien AB und AC hat. Man sieht leicht, wie vermittelst dieses Satzes zu jeder

Anzahl gegebener Kräfte eine neue gefunden werden kann, welche sie sämmtlich im Gleichgewicht erhält.

§. 6. Wenn aber drei Kräfte AB, AC und AD (Fig. 1.), deren Richtungen nicht in einer Ebene liegen, auf einen in A befindlichen Körper wirken, so kann (nach Cap. IV. §. 9.) denselben nur dadurch Genüge geschehn, daß sich der Körper in der Diagonale AF des aus den genannten drei Richtungen gezeichneten Parallelepipedums BH gleichförmig in eben der Zeit bewegt, in welcher er jede der Linien AB, AC, AD durch die Wirkung jeder einzelnen Kraft gleichförmig zurücklegen würde.

Soll also der in A befindliche Körper ins Gleichgewicht gesetzt werden, so muß eine vierte Kraft AI gleich AF in der verlängerten Diagonale entgegengesetzt werden.

Gleichgewicht an Körpern, die sich um eine feste Achse drehen lassen.

§. 7. Es sei LM Fig. 8. ein Körper ohne Schwere, der sich um einen festen Punkt C in einer Ebene drehen läßt. Wenn auf diesen irgend eine einzelne Kraft AC wirkt, deren Richtung durch den Mittelpunkt C geht (sie mag übrigens in A oder C, oder in irgend einem andern Punkte der Linie AC angebracht sein, und entweder auf C hinwärts, oder von C abwärts wirken), so bewirkt sie Gleichgewicht, vorausgesetzt, daß die Achse unbeweglich fest stehe.

In jeder andern Richtung bringt eine einzige Kraft eine drehende Bewegung hervor.

§. 8. Sind an dem Punkte A, in den Richtungen AP und AQ zwei Kräfte, die wir P und Q nennen wollen, angebracht, so vollende man aus C das Parallelogramm ABCD. Dann sieht man leicht ein, daß das Gleich-

gewicht da sein werde, wenn sich verhält P : Q = AB : AD (man vergl. §. 3 und 7.).

§. 9. Zieht man aus C die Linien CE und CF senkrecht auf die Richtungen der Kräfte, so läßt sich aus bekannten geometrischen Sätzen beweisen, daß AB : AD = CE : CF, folglich auch P : Q = CE : CF.

Anm. Die Dreiecke BCF, DCE haben bei F und E rechte Winkel, bei B und D gleiche Winkel, weil diese die Nebenwinkel von zwei gleichen Winkeln ABC, ADC sind. Folglich sind die genannten Dreiecke ähnlich, und es verhält sich DC : BC = CE : CF, also auch AB : AD = CE : CF.

§. 10. Im Zustande des Gleichgewichtes ist es einerlei, ob die beiden Kräfte P und Q in dem Punkte A, oder ob sie in andern Punkten ihrer Richtungslinien z. B. in G und H angebracht sind. Im letzten Falle würde es sogar keinen Unterschied machen, ob der Punkt A, wo sich ihre Richtungen schneiden, in oder außer dem Körper LM läge. Und wenn A außer dem Körper liegt, so macht es wieder keinen Unterschied, in welcher Entfernung er liegt. Er könnte daher auch unendlich entfernt, d. h. AP und AQ parallel sein, welcher Fall besonders zu merken ist.

In allen Fällen ohne Ausnahme ist daher Gleichgewicht da, wenn sich verhält P : Q = EC : CF.

§. 11. Aus dieser Proportion folgt nach einer bekannten Eigenschaft aller Proportionen:

$$P \times CF = Q \times CE.$$

Man nennt aber die senkrechten Linien CE und CF die Entfernungen der Kräfte, weil man nämlich die Kräfte als in den Punkten E und F, und senkrecht auf CE und CF wirkend annehmen darf, so lange bloß von dem Zustande des Gleichgewichts, nicht von wirklicher Bewegung die Rede ist. Und das Pro-

dukt einer Entfernung in die zugehörige Kraft nennt man das statische Moment dieser Kraft. Man kann folglich die Bedingung des Gleichgewichts auch so ausdrücken: Zwei Kräfte P und Q halten einen Körper, der sich um C drehen läßt, im Gleichgewicht, wenn ihre statischen Momente gleich sind.

Anm. Dreht sich der Körper wirklich um C, so beschreiben die Punkte F und E zwei Kreisbogen, die sich, weil ihre Winkel am Mittelpunkte gleich sind, wie FC:EC verhalten. Eben so verhalten sich also auch in jedem Falle ihre Geschwindigkeiten. Man nennt c die Geschwindigkeit des Punktes F, und k die Geschwindigkeit des Punktes E, so ist c:k = FC:CE; also auch P:Q = k:c, und Pc = Qk. Man nennt nun aber c die Geschwindigkeit der Kraft P, und k die Geschwindigkeit der Kraft Q, und das Produkt einer Kraft in ihre Geschwindigkeit ihr mechanisches Moment. Man kann folglich auch sagen: das Gleichgewicht ist da, wenn die mechanischen Momente der Kräfte P und Q gleich sind. Ein Ausdruck des Gleichgewichts, der für die Maschinenlehre wichtig ist.

§. 12. Wirken mehr als zwei Kräfte auf einen Körper wie LM, so sondre man die Kräfte, welche den Körper nach der einen, und nach der andern Seite zu drehen suchen. Das Gleichgewicht ist da, wenn die Summen der Momente, mit welchen der Körper nach der einen, und nach der andern Seite gedreht wird, gleich sind.

§. 13. Auf diesen Sätzen (§. 6—11.) beruht die ganze Theorie von Rollen, Rädern und Hebeln, deren umständliche Ausführung aber in die Maschinenlehre gehört.

Elftes Capitel.

Vom Schwerpunkt der Körper.

§. 1. Die Schwere von jedem beliebigen Theilchen eines festen Körpers kann man als eine Kraft ansehen,

die an ihm in lothrechter Richtung angebracht ist. Wenn man daher einen Körper AB Fig. 9. auf einer Unterlage (Hypomochlion) CD, die oben eine scharfe Kante C hat, verschiebt, so läßt sich aus der vorgetragenen Theorie vom Gleichgewicht einsehen, daß es allemal eine Stelle am Körper geben müsse, deren Unterstützung den ganzen Körper ins Gleichgewicht setzt. Dieser Schluß behält seine Richtigkeit, in welcher Richtung man auch den Körper auf die Unterlage legen mag. Wird der Versuch in drei auf einander senkrechten Richtungen gemacht, so wird dadurch ein einziger Punkt im Körper bestimmt, durch dessen Unterstützung der ganze Körper im Gleichgewicht steht. Dieser Punkt heißt der Schwerpunkt des Körpers, oder der Mittelpunkt seiner Schwere.

§. 2. Wenn der Schwerpunkt unterstützt ist, so trägt die Unterlagen das ganze Gewicht des Körpers, nicht anders, als ob alle Schwere desselben in diesem einzigen Punkte vereinigt wäre. Man kann sich dieser Fiction mit Vortheil in der Statik bedienen; in der Mechanik aber kann sie zu falschen Schlüssen verleiten.

§. 3. Man muß den Mittelpunkt der Schwere nicht mit dem Mittelpunkt der Größe verwechseln. Nur bei Körpern von gleichförmiger Dichtigkeit fallen beide zusammen. Bei Körpern von ungleicher Dichtigkeit aber liegt er immer nähern bei den dichtern Theilen. Auch liegt der Schwerpunkt nicht immer im Körper selbst. Bei Ringen und vielen andern Körpern liegt er außer demselben.

§. 4. Der Schwerpunkt kann auf zweierlei Art unterstützt sein; von oben, wenn der Körper hängt, von unten, wenn er steht oder liegt. Wird ein Kör-

per an einem Faden aufgehängt, so liegt der Schwerpunkt allezeit in der verlängerten Richtung des Fadens. Man kann daher den Schwerpunkt kürzer als nach §. 1. finden, wenn man an einem Körper in zwei verschiedenen Stellen einen Faden befestigt, und ihn so auf zwei Arten aufhängt.

Anm. Wenn hier und §. 1. gezeigt wird, wie der Schwerpunkt zu finden sei, so wird man leicht wahrnehmen, daß der Zweck mehr sei, den Begriff anschaulich, und die einfachste Ansicht desselben deutlich zu machen, als ein genaues praktisches Verfahren zu beschreiben. Zu ungefährer Schätzung von der Lage des Schwerpunktes, die in vielen Fällen hinreichend ist, können indessen beide Methoden wohl gebraucht werden. Eine genaue praktische Bestimmung hat schon deswegen immer Schwierigkeit, weil der Schwerpunkt meistens im Innern des Körpers liegt, also nur durch entgegengesetzte Punkte an der äußeren Fläche des Körpers bestimmt werden kann. In dieser Beziehung ist das Verfahren nach §. 4. einfacher und sicherer als nach §. 1. Theoretisch läßt sich der Schwerpunkt nur bei solchen Körpern bestimmen, die eine geometrisch meßbare Gestalt haben. Eine sehr vollständige Ausführung dieser Theorie findet man in Eytelweins Statik, Th. I. §. 76—159.

§. 5. Wenn ein Körper steht, so ist sein Stand desto unsichrer, je kleiner die unterstützte Fläche ist, und je weniger sich der Schwerpunkt über der Mitte derselben befindet.

§. 6. Ist die Gestalt eines Körpers veränderlich, wie bei dem menschlichen und den thierischen Körpern, so ist auch der Ort des Schwerpunkts veränderlich. Steht ein Mensch aufrecht, mit gleichförmig gesenkten Händen, so liegt sein Schwerpunkt im Unterleibe, ungefähr in der Mitte zwischen den beiden Hüftknochen. Aus dem Vorgetragenen läßt sich der sichre Stand des Körpers beurtheilen, und der Grund der Bewegungen erklären,

die man fast unwillkührlich macht, um das Fallen zu verhüten.

§. 7. Es giebt eine Menge physikalischer Spielwerke, deren Erklärung auf der Theorie des Schwerpunktes beruht. Sie verdienen Rücksicht, in so fern sie nicht unbelehrend sind. Es gehören dahin: die auf einer schiefen Fläche aufwärts laufende Walze; der scheinbar aufwärts gehende Doppelkegel; der chinesische Treppenläufer; die Sägemänner; die sogenannten Kobolde, womit unsere Kinder spielen, u. dgl. m. Gefährliche Kunststücke, die hieher gehören, machen die Seiltänzer.

§. 8. Wichtiger ist für den Physiker die Anwendung der Lehre vom Schwerpunkte auf die Theorie von der Wage. M. s. Gehler IV. 609. Fischer V. 468.

Zwölftes Capitel.

Von den Gesetzen der gleichförmig beschleunigten Bewegung, und deren Anwendung auf den Fall der Körper.

§. 1. Wegen der Unveränderlichkeit der Schwerkraft (VI. 2.) kann die Bewegung eines fallenden Körpers, so fern nicht andere Kräfte mitwirken, keine andere, als eine gleichförmig beschleunigte (IV. 2.) sein. Daher, und weil die Theorie dieser Art von Bewegungen, in Verbindung mit der Theorie der gleichförmigen Bewegung (IV. 4 — 10.) die Grundlage der ganzen theoretischen Bewegungslehre (welche man die Mechanik nennt) ausmacht, ist es nöthig die Gesetze der erstern vollständig zu entwickeln.

Theorie der gleichförmig beschleunigten Bewegung.

§. 2. Eine Bewegung heißt gleichförmig beschleunigt, wenn die Geschwindig-

keit in gleichen Zeiten um gleichviel zunimmt. Hieraus folgt

1) Daß die Geschwindigkeit in gleichem Verhältniß mit der Zeit wächst, welches das erste Grundgesetz ist.

2) Was aber die Wege betrifft, so folgt zwar aus Nro. 1., daß auch diese in gleichen Zeiten um gleichviel zunehmen, was aber die von Anfang der Bewegung an zurückgelegten Wege betrifft, so läßt sich auf mehr als eine Art beweisen, daß sie in gleichem Verhältniß mit den Quadraten der Zeit wachsen.

Folgende bildliche Construction scheint dieses am anschaulichsten darzuthun.

Es stelle AN Fig. 10. (nicht den Weg, sondern) bildlich die Zeit einer gleichförmig beschleunigten Bewegung vor. Man lege an A, unter einem beliebigen spitzigen Winkel die Linie An, schneide auf AN kleine Theile von gleicher Größe AB, BC, CD, ꝛc. ab, und errichte in den Theilpunkten die Lothe Bb, Cc, Dd, ꝛc. Die Theile AB, BC, ꝛc. nehmen wir unendlich klein an, und nennen sie Augenblicke; Bb aber sei der Weg, den der bewegte Körper im ersten Augenblick zurücklegt, so überzeugt man sich leicht aus Nro. 1. in Verbindung mit bekannten geometrischen Sätzen, daß Cc, Dd, Ee ꝛc. bezüglich die Wege des 2ten, 3ten, 4ten ꝛc. Augenblicks sein werden. Sind nun AM und AN zwei endliche Zeiten, so werden Mm und Nn die Wege in dem letzten Augenblicke dieser Zeiten sein. Die Wege aber welche die Körper in den ganzen Zeiten AM und AN zurückgelegt, sind der Summe aller der unendlich vielen Lothe (wie Bb, Cc, ꝛc.) gleich, die man von A bis M und bis N, gegen die Linie An ziehen kann. Diese Summen aber sind den Flächen der Dreiecke AMm, ANn proportional. Also verhalten sich, die in den Zeiten AM, AN zurückgelegten Wege, wie die Dreiecke AMm, ANn. Es ist aber

$$\text{Dreieck AMm} : \text{Dreieck ANn} = AM^2 : AN^2;$$

d. h. die vom Anfang an zurückgelegten Wege verhalten sich wie die Quadrate der Zeiten; welches das zweite Grundgesetz ist.

3) Es verhält sich aber auch

Dreieck AMm : Dreieck ANn = $Mm^2 : Nn^2$,

d. h. die Wege verhalten sich auch, wie die Quadrate der Geschwindigkeiten des letzten Augenblicks. Dieses ist das dritte Grundgesetz.

§. 3. Der vorige §. bestimmt bloß Verhältnisse; der absolute Zusammenhang aber, zwischen Zeit, Weg und Geschwindigkeit beruhet auf folgendem Satze: Der Weg eines gleichförmig beschleunigten Körpers ist halb so groß, als der Weg, den er machen würde, wenn er sich mit der Geschwindigkeit des letzten Augenblickes eben so lange gleichförmig bewegte.

Beweis. Es sei AB Fig. 11. wieder die Zeit einer gleichförmig beschleunigten Bewegung, und BC die Geschwindigkeit des letzten Augenblickes, so ist das Dreieck ABC dem Wege proportional. Man stelle sich vor, der Körper hätte vom ersten Augenblicke an die Geschwindigkeit BC gehabt, und wäre mit dieser während der ganzen Zeit AB gleichförmig fortgegangen, so sieht man leicht ein, daß sein Weg dem Rechteck ABCD proportional sein würde. Es ist aber Dreieck ABC = $\frac{1}{2}$ ABCD.

Zusatz. Halbirt man die Zeit AB in E, so ist EF = $\frac{1}{2}$ BC. Hätte der Körper von Anfang an diese Geschwindigkeit gleichförmig gehabt, so würde sein Weg ABHG eben so groß gewesen sein, als der gleichförmig beschleunigte Weg ABC.

§. 4. Die beiden vorigen §. §. enthalten die ganze Grundlage zur Theorie der gleichförmig beschleunigten Bewegung, und es lassen sich daraus Formeln entwickeln, aus welchen sich die Auflösung jeder solche

Bewegung betreffenden Aufgabe ohne Schwierigkeit ableiten läßt.

1) Zuerst läßt sich aus §. 3. eine Vergleichung ableiten, zwischen dem Wege der ersten Secunde und der Geschwindigkeit im letzten Augenblicke derselben. Man nenne diese Geschwindigkeit 2g, so ist der Weg (Zus. zu §. 3.) so groß, als ob er eine Secunde lang mit der Geschwindigkeit g gleichförmig gegangen wäre. Aber eine Secunde lang mit der Geschwindigkeit g gleichförmig fortgehen, heißt nichts anders, als den Weg g zurücklegen: denn dieser ist (nach IV. 3.) das Maaß der Geschwindigkeit.

Man nennt den Werth von g das Maaß der Beschleunigung, oder auch schlechthin die Beschleunigung. Ist diese für irgend eine solche Bewegung gegeben, so sind alle Umstände derselben völlig bestimmt.

2) Für die erste Zeiteinheit hat man also die Zeit = 1; den Weg = g; die Geschwindigkeit = 2g.

Für irgend eine andere Zeit setze man:
die Zeit = t; den Weg = s; die Geschwindigkeit = c,
so ist nach §. 2. Nr. 1.; $1 : t = 2g : c$, also

a) $c = 2gt$; und b) $t = \frac{c}{2g}$.

Ferner ist nach §. 3. Nr. 2.; $1 : tt = g : s$, also

c) $s = gtt$; und d) $t = \sqrt{\frac{s}{g}}$.

Endlich nach §. 3. Nr. 3; $4gg : cc = g : s$, also

e) $s = \frac{cc}{4g}$; und f) $c = \sqrt{4gs}$.

Ist also nur g, das ist der Weg, den ein gleichförmig beschleunigter Körper in der ersten Secunde zurücklegt, bekannt, so ist klar, daß man vermittelst dieser sechs Formeln, wenn eine der drei Größen t, s, c gegeben ist, jederzeit die beiden andern finden könne.

Anwendung auf den Fall der Körper.

§. 5. Die Bewegung eines Körpers, der frei, d. h. ohne alles Hinderniß fällt, und durch keine andere als die Schwerkraft getrieben wird, kann keine andere, als eine gleichförmig beschleunigte sein, da die Schwere

desselben in einem Augenblick gerade so groß ist, als in dem andern. Aus dem vorigen §. ist aber klar, daß man alle diese Bewegung betreffenden Fragen wird beantworten können, wenn man nur den Weg genau kennt, welchen der Körper in der ersten Secunde zurücklegt. Es ist aber schon oben (VI. 6.) vorläufig angezeigt worden, daß für den Fall der Körper

$$g = 15\frac{5}{8} \text{ Preuß. Fuß} = 187\frac{1}{2} \text{ Zoll}$$

sei. Daß sich dieses nicht unmittelbar beobachten lasse, ist leicht einzusehen. Aber obgleich die eigentliche Methode, den Werth von g genau zu bestimmen, erst in der Folge, bei der Betrachtung des Pendels erklärt werden kann, so können doch schon hier die Versuche mit der Atwoodischen Fallmaschine, gleichsam zu einer vorläufigen Bürgschaft dienen, daß der Werth von g nicht bemerklich von dieser Bestimmung abweichen könne; so wie diese artig ausgedachte Maschine überhaupt geeignet ist, alle Umstände einer gleichförmig beschleunigten Bewegung anschaulich zu machen.

Eine Beschreibung der einfachsten Einrichtung dieser Maschine sehe man in Gilberts Annalen vom Jahr 1803, St. 5. S. 1. ff.

§. 6. Wird ein Körper in lothrechter Richtung aufwärts geworfen, so ist klar, daß die Schwere seine Geschwindigkeit eben so gleichförmig vermindern wird, als sie dieselbe beim Falle vermehrt. Er wird also steigen, bis alle seine Geschwindigkeit vernichtet ist; dann fällt er von Neuem, und es ist klar, daß er in jedem Punkte seines Weges wieder dieselbe Geschwindigkeit erlangen wird, die er beim Aufsteigen in diesem Punkte hatte. In dieser Bemerkung liegt ein Mittel, jede Frage zu beantworten, die über die aufsteigende Bewegung gemacht werden kann, indem man entweder

die Höhe, zu welcher der Körper aufsteigen soll, oder die Geschwindigkeit, mit der er aufwärts geworfen wird, oder die Zeit, wie lange er steigen soll, als gegeben betrachtet, und dann die beiden andern Stücke dazu sucht. Da nämlich die aufsteigende Bewegung nur das Umgekehrte der fallenden ist, so kann jede Frage, welche jene betrifft, in eine gleichgeltende vom Falle verwandelt werden.

Anm. Was hier über eine lothrecht aufwärts gerichtete Bewegung gesagt worden, gilt von jeder gleichförmig verzögerten Bewegung: denn sie ist in jedem Falle das Umgekehrte einer gleichförmig beschleunigten, und bedarf daher keiner besonderen Theorie. Jede Frage über eine gleichförmig verzögerte Bewegung läßt sich verwandeln in eine gleichgeltende Frage von einer gleichförmig beschleunigten, also nach den Formeln §. 4. beantworten.

§. 7. Die vorgetragenen Sätze können in voller Strenge nur von dem Falle der Körper in einem luftleeren Raume gelten. In der Luft hingegen wird keine vollkommen gleiche Beschleunigung statt finden, weil der fallende Körper in jedem Augenblicke eine gewisse Menge Luft in Bewegung setzen muß. So viel Bewegung er aber der Luft mittheilt, so viel verliert er an seiner eigenen Bewegung (V. 11.). Hat nun ein fallender Körper wenig Masse, aber viel Umfang, so ist klar, daß seine Bewegung durch den Widerstand der Luft sehr merklich verzögert werden muß, wie dies auch der Erfahrung gemäß ist. Dagegen wird der Widerstand der Luft desto unmerklicher sein, je kleiner der Umfang und je größer die Masse des fallenden Körpers ist. Daß aber die Schwere ursprünglich jedem fallenden Körper wirklich gleiche Geschwindigkeit mittheile, wird die Theorie des Pendels außer Zweifel setzen.

Fall auf einer schiefen Ebene.

§. 8. Wenn ein Körper D (Fig. 12.) auf einer schiefen unbeweglichen Ebene AB liegt, so rollt oder gleitet er von derselben herab, aber mit einer schwächern Kraft, als beim freien lothrechten Falle. Zieht man durch einen beliebigen Punkt A die Linie AC lothrecht, und durch einen andern Punkt B, die BC wagerecht, so läßt sich beweisen, daß sich die Schwere des Körpers zur Kraft auf der schiefen Fläche wie AB : AC verhält.

Beweis. Es sei D der Schwerpunkt des Körpers, und man ziehe aus demselben die lothrechte Linie DE bis an die schiefe Fläche, und lasse diese Linie die ungeschwächte Schwere, oder das Gewicht des Körpers, d. h. die Kraft, welche den Körper im freien Falle treiben würde, vorstellen. Man ziehe DF und EG auf AB senkrecht, und DG mit AB parallel, so ist die Kraft DE in zwei zerlegt (X. 4.), wovon die eine DF auf AB senkrecht, und die andere DG mit AB parallel ist. Die erste kann keine Bewegung wirken, weil sie durch den Widerstand der Ebene aufgehoben wird; die zweite DG hingegen wirkt in der Richtung, in welcher sich der Körper allein bewegen kann; sie bringt also allein die Bewegung desselben hervor. Es verhält sich also die Kraft beim lothrechten Falle, d. h. das Gewicht des Körpers, zur Kraft des schiefen Falles in der Richtung DG wie DE : DG. Man ziehe aus beliebigen Punkten A und B der schiefen Fläche die lothrechte Linie AC, und die wagrechte BC, so ist das Dreieck ABC, dem Dreieck DEG ähnlich, und es verhält sich DE : DG = AB : AC. Es verhält sich also das Gewicht des Körpers zur Kraft auf der schiefen Fläche wie die Länge der schiefen Fläche AB, zu ihrer Höhe AC. Das gezeichnete Parallelogramm GF ist also nur zum Beweise nothwendig, nicht für die Anwendung.

Man hat ein eigenes Instrument, Planum inclinatum, die Richtigkeit dieser Bestimmung anschaulich zu machen.

§. 9. Der Körper liege auf der schiefen Fläche, wo er wolle, so ist die Kraft, die ihn zum schiefen Falle treibt, überall gleich. Der schiefe Fall muß daher eben

sowohl wie der senkrechte eine gleichförmig beschleunigte Bewegung, nur von einer geringeren Beschleunigung sein; und es wird sich die Beschleunigung des freien Falles, die wir bisher g genannt haben, zur Beschleunigung des schiefen Falls wie AB : AC verhalten. Da nun $g = 15\frac{5}{8}$ Fuß bekannt ist, so darf nur noch das Verhältniß AB : AC bekannt sein, um alle Umstände des schiefen Falls anzugeben.

Anm. 1. Setzt man den Winkel ABC (Fig. 12.), den die schiefe Fläche gegen den Horizont macht, $= \varphi$, so hat man

$$AB : AC = 1 : \text{Sin } \varphi, \text{ und}$$
$$1 : \text{Sin } \varphi = g : g \text{ Sin } \varphi.$$

Also ist die Beschleunigung auf der schiefen Fläche $= g \text{ Sin } \varphi$

Anm. 2. Galiläi, der zuerst die Gesetze des Falles richtig entwickelte, bediente sich der schiefen Fläche, um dieselben anschaulich zu machen.

§. 10. Ein merkwürdiger, und in Ansehung seiner Folgerungen fruchtbarer Umstand bei dieser Bewegung ist es, daß der Körper, wenn er von A bis B herabrollt, gerade dieselbe Geschwindigkeit erhält, als wenn er von A bis C frei herabgefallen wäre; denn gerade um so vielmal der Weg AB länger ist als AC, gerade um eben so vielmal ist seine Bewegung in jedem Punkte langsamer.

Anm. Wenn die Beschleunigung der Schwere g ist, so findet man die Beschleunigung auf der schiefen Fläche durch die Proportion

$$AB : AC = g : \frac{ACg}{AB}.$$

Nennt man nun c die Geschwindigkeit des freien Falles von A bis C, und k die Geschwindigkeit des schiefen Falles von A bis B; so ist nach §. 4. Formel f:

$c = \sqrt{4g \cdot AC}$, und $k = \sqrt{4\frac{ACg}{AC} \cdot AB} = \sqrt{4g \cdot AC}$; also $c = k$.

§. 11. Denkt man sich zwei Körper, von denen der eine von A bis C lothrecht, der andere von A bis

Bayerische Staatsbibliothek München

B schief fällt, die aber in A beide schon eine bestimmte, aber gleiche Geschwindigkeit haben, so ist klar, daß sie auch jetzt noch in C und B gleiche Geschwindigkeit erlangen werden. Nun sei ABCD Fig. 13. eine unter beliebigen Winkeln in B und C gebrochne Ebene, durch A und D ziehe man die lothrechten Linien AK und DE, und durch A, B, C, D, die wagrechten Linien AE, FG, HI, KD, so ist klar, daß ein Körper, der von A längs der gebrochenen Ebene herabrollt, in B, C, D, eben die Geschwindigkeit haben wird, die ein aus A lothrecht fallender Körper in F, H, K, oder ein aus E fallender in G, I, D, haben würde.

Anm. Hätten zwei Körper, von denen der eine AC Fig. 12. der andere AB durchläuft, in A schon jeder die Geschwindigkeit C gehabt, so würden beide durch ihr Beharrungsvermögen diese Geschwindigkeit während ihrer ganzen Bewegung beibehalten haben; jeder aber würde dazu noch soviel Zusatz erhalten haben, als er bei Zurücklegung der Wege AC und AB erhielte, wenn er seine Bewegung in A anfinge. Da nun nach der Anm. des vorigen §. diese Zusätze gleich sind, so müssen auch unter den hier gemachten Voraussetzungen ihre Geschwindigkeiten gleich sein.

Es werden also in Fig. 13. beide Körper in F und B, ferner in H und C, endlich in K und B gleiche Geschwindigkeit erlangen.

§. 12. Da die Anzahl, Größe und Lage der Theile ganz beliebig ist, so gilt der Satz auch von einer krummen Linie AB Fig. 14. Zieht man nämlich AC wagerecht, und aus einem beliebigen Punkte B, CB oder aus A, AK lothrecht, so kann man die Geschwindigkeit bestimmen, welche ein von A herabrollender Körper in beliebigen Punkten D und F erlangt, wenn man durch diese Punkte die wagrechten Linien EH, GI, zieht. Die Geschwindigkeit in den genannten Punkten ist be-

züglich so groß, als ob der Körper von C bis E, oder von C bis G desgleichen von A bis H oder bis I gefallen wäre.

Hieraus folgt der merkwürdige Satz: daß, wenn ein Körper aus einer horizontalen Ebene in eine andere übergeht, er einerlei Geschwindigkeit erlangt, auf welchem Wege er dahin gelangen mag. Doch kann der Widerstand der Luft in der Wirklichkeit allerdings einen Unterschied hervorbringen.

Dreizehntes Capitel.

Von freien krummlinigen Bewegungen.

I. Wurfbewegungen.

§. 1. Wird ein schwerer Körper durch irgend einen Stoß seitwärts getrieben, so beschreibt er eine krumme Linie, deren Gestalt sich durch Zeichnung finden läßt.

Aus A (Fig. 15.), wo der Körper beim Anfange der Bewegung ist, ziehe man A25 lothrecht, und nehme A1 = 1, die Punkte 4, 9, 16, 25 aber bestimme man nach dieser Einheit von A an gerechnet, den Zahlen gemäß, die daneben stehen. Nimmt man nun an, A1 stelle den Weg eines fallenden Körpers in der ersten Secunde vor, so ist klar, daß die Punkte 4, 9, 16, 25, die Punkte sein werden, wo er sich am Ende der 2, 3, 4, 5ten Secunde befinden wird.

In dem Augenblik, da der Körper fallen will, erhalte er einen Stoß in der Richtung AF, von solcher Stärke, daß er, wenn er keine Schwere hätte, sondern bloß seinem Beharrungsvermögen folgte, in der ersten Secunde AB, und in den folgenden die eben so großen Wege BC, CD, DE, EF, zurücklegen würde.

Nun kann ein Körper zwei Bewegungen auf einmal nicht anders erhalten, als wenn man die ihm eine in einem beweglichen Raume, und die andere diesem beweglichen Raume selbst giebt. (IV. 5.) Die von der Schwere

herrührende Bewegung mache also der Körper in der Linie A25; die vom Stoße herrührende mache diese ganze Linie A25 zusammt dem Körper, so daß sie am Ende der 1, 2, 3, 4, 5ten Secunde bezüglich in die parallelen Lagen Bβ, Cγ, Dδ, Eε, Ff ꝛc. übergeht. Zieht man nun noch 1b, 4c, 9d, 16e, 25f ꝛc. mit AF parallel, so ist klar, daß der Körper am Ende der ersten Secunde in b, am Ende der 2ten in c, am Ende der 3ten in d, am Ende der 4ten in e, und am Ende der 5ten in f sein wird. Zieht man nun durch diese Punkte die krumme Linie Abcdef, so erhält man die Gestalt des Weges, welchen der Körper zurücklegt.

§. 2. Durch Hülfe der höhern Geometrie läßt sich beweisen, daß diese krumme Linie zu der Art gehört, die man Parabel nennt.

Anm. Jede krumme Linie ist eine Parabel, wo die Abscissen den Quadraten der Ordinaten proportional sind, der Coordinatenwinkel sei ein schiefer, oder ein rechter; nur ist im ersten Falle die Abscissenlinie nicht die Achse der Parabel, sondern nur mit ihr parallel, also ein Diameter, und die Ordinaten sind einer Tangente im Anfangspunkte der Abscissenlinie parallel.

Nun nehme man A25 für die Abscissenlinie, so verhalten sich die Abcissen A1, A4, A9 ꝛc. wie die Quadratzahlen 1, 4, 9, 16, 25 ꝛc. Nimmt man nun AF für die Richtlinie, so verhalten sich die Ordinaten 1b, 4c, 9d, 16e, 25f ꝛc. wie die natürlichen Zahlen 1, 2, 3, 4, 5, ꝛc. also die Abscissen wie die Quadratzahlen der Ordinaten. Die Linie ist also eine Parabel, und A25 ein Diameter, AF eine Tangente derselben. Da in der Parabal alle Diameter der Achse parallel sind, so würde man die Achse der Parabel finden, wenn man durch A eine wagrechte Linie zöge, diese halbirte, und im Halbirungspunkte eine winkelrechte Linie errichtete; u. dgl. m.

§. 3. Die Wirklichkeit muß auch hier beträchtlich von der Theorie wegen des Widerstandes der Luft abweichen; und ob es gleich sehr schwierig ist, diesen Widerstand der Rechnung zu unterwerfen, so sieht man doch leicht ein, daß im Allgemeinen die Wirkung dessel-

ben darin bestehen wird, daß vom höchsten Punkte G an gerechnet, der Arm Gf, der in einer Parabel dem Arme GA völlig gleich ist, merklich stärker gekrümmt sein, und immer tiefer gegen die wahre Parabel zurück bleiben wird, je mehr man ihn verlängert. Dadurch vergrößert sich der Winkel, den die Bahn bei f mit dem Horizonte macht; doch kann er nie ein rechter Winkel werden.

II. Centralbewegungen.

§. 4. Aus dem Vorigen läßt sich schon beurtheilen, daß zur Entstehung einer krummlinigen Bewegung wenigstens zwei Kräfte erforderlich sind, und daß von diesen wenigstens die eine beschleunigend sein muß, die andere aber ein augenblicklich wirkender Anstoß, oder vielmehr das Beharrungsvermögen des Körpers selbst sein kann, vermöge dessen er in der Richtung und Geschwindigkeit, die er in jedem Augenblicke hat, zu bleiben strebt. Unter den unendlich mannichfaltigen Fällen, die hiebei vorkommen, ist keiner für die Naturlehre wichtiger, als wenn eine Kraft wirksam ist, welche ununterbrochen einen Körper nach einem gewissen Centrum hinzieht, während der Körper durch eine anderweitige Kraft eine seitwärts gehende Bewegung erhalten hat, welche Verbindung, von Kräften man Centralkräfte, so wie die durch sie bewirkten Bewegungen Centralbewegungen nennt.

§. 5. Wir wollen zuerst untersuchen, was für Bewegung ein Körper erhalten würde, wenn er bloß durch eine solche Centralkraft getrieben würde.

Es sei also C Fig. 16. ein solcher Punkt, nach welchem ein in A befindlicher Körper ununterbrochen hingezogen wird. Wirkt also keine andere Kraft mit,

so ist klar, daß er sich gerade gegen C bewegen wird, und zwar mit beschleunigter Bewegung. Denn es liegt in dem Begriffe einer Centralkraft, daß sie stets anziehend auf den Körper A wirkt, er befinde sich, wo man will. Durch sein Beharrungsvermögen, würde er in jedem Augenblicke mit der Geschwindigkeit des vorigen Augenblickes fortgehen, da aber die Centralkraft fortfährt ihn zu ziehen, so muß er nothwendig mit jedem Augenblicke sich schneller dem Punkte C nähern. Befindet sich nun in C, wie wir annehmen wollen, keine widerstehende Masse, so erreicht er in C das Maximum seiner Geschwindigkeit. Er kann also nicht still stehn, sondern wird über C hinaus, gegen B fortgehen. Da ihm aber nun die Centralkraft eben so entgegen wirkt, wie sie von A bis C beschleunigend wirkte, so wird nun seine Bewegung eine abnehmende sein, und so fern die Centralkraft in gleichen Entfernungen gleich stark wirkt, muß die Geschwindigkeit gerade so abnehmen, wie sie von A bis C zunahm, und zu beiden Seiten von C wird er in gleichen Entfernungen gleiche Geschwindigkeit haben. Macht man also CB = CA, so muß er in A und B gleiche Geschwindigkeit = 0 haben, d. h. er wird nur bis B, und dann wiederum eben so nach A zurückgehen, als er vorher von A nach B gegangen war. Man sieht leicht, daß dieses Hin- und Hergehen von A nach B, und von B nach A, ohne Ende fortdauern würde, so fern keine andere Kraft oder kein Widerstand ins Spiel käme.

Dergleichen hin- und hergehende Bewegungen, von denen in der Folge mehrere Beispiele vorkommen werden, nennt man schwingende, oder vibrirende, oder oscillirende Bewegungen. Die letzten Ausdrücke

wollen wir besonders brauchen, wenn der Weg AB sehr klein ist.

§. 6. Jetzt wollen wir aber annehmen, daß Fig. 17. eine Centralkraft in C den in A befindlichen Körper anziehe, dieser aber zugleich durch eine andere Kraft in der Richtung AD getrieben werde. Obgleich die Centralkraft stetig wirkt, so wollen wir doch um mehrerer Faßlichkeit willen zuerst annehmen, daß sie stoßweise wirke, und in kleinen aber in gleichen Zeiträumchen, die wir Augenblicke nennen wollen, ihre Wirkung widerhole. Im ersten Augenblicke strebe die Centralkraft den Körper von A bis B, und die Seitenkraft, ihn von A bis D zu bringen; so wird er wirklich die Diagonale AE des Parallelogramms ABED zurücklegen. Man verlängere AE bis EG = AE, so ist EG der Weg, den der Körper im zweiten Augenblicke nehmen würde, wenn ihn die Centralkraft nicht beim Anfange dieses Augenblicks von E bis F zu bringen strebte. Er wird also auch in diesem Augenblicke die Diagonale EH, des Parallelogramms EGHF zurücklegen, u. s. f. Man sieht leicht, daß unter den gemachten Voraussetzungen der Körper eine gebrochne Linie AEHL beschreiben würde. Allein da die Centralkraft nicht stoßweise, sondern stetig wirkt, so ist eben so klar, daß der wahre Weg des Körpers eine krumme Linie sein wird, deren besondere Gestalt aber theils nach Verschiedenheit der Stärke und Richtung der Seitenkraft, theils und besonders nach Verschiedenheit der Stärke und der Gesetze der Centralkraft unendlich verschieden ausfallen kann.

§. 7. Die nach C hinziehende Kraft nennen viele Naturforscher eine Centripetalkraft (vis centripeta),

und setzen ihr eine Centrifugal- oder Fliehkraft (vis centrifuga) entgegen. In Rücksicht der letztern ist aber durch einige Schriftsteller eine Verwirrung in dem Begriffe entstanden, welche eine deutliche Auseinandersetzung nöthig macht, da die Wörter Centripetal- und Centrifugalkraft, selbst in populare Schriften übergegangen sind. Huygens, der den letzten Ausdruck zuerst gebraucht hat, nahm ihn in folgendem Sinne. Man kann sich das Spiel der Kräfte, durch welches der Körper in A genöthigt wird in der Diagonale AE zu gehen, noch auf eine etwas andere Art, als im vorigen §. erklären. Man verlängere AB, mache AM = AB, und ziehe DM, so ist AEDM ein Parallelogramm, und man kann sagen, die Kraft AD sei zerlegt in zwei, AM und AE, wovon die eine AM der Centripetalkraft entgegengesetzt, aber gleich ist, so daß diese beiden Kräfte einander aufheben, also der Körper allein der Kraft AE folgen muß. Huygens nannte die Kraft AM die Centrifugalkraft, und man sieht leicht, daß sie in jedem Falle der Centripetalkraft gleich, aber entgegengesetzt ist. Statt dessen nennen viele Schriftsteller die Seitenkraft AD die Centrifugalkraft, die man besser eine Tangentialkraft nennen kann, weil sie den Körper immer in der Tangente der krummlinigen Bahn fortzutreiben strebt.

Die Centrifugalkraft ist also keine wirklich vorhandene selbstständige Kraft, sondern die Centralkraft bringt nur in Verbindung mit der Tangentialkraft, oder dem Beharrungsvermögen des Körpers eine solche Wirkung hervor, als ob eine solche Kraft da wäre. Da aber diese Wirkung jederzeit da ist, so darf man sich auch zum Behuf von Beweisen und Erläuterungen jederzeit

erlauben, so zu sprechen, als ob wirklich eine solche Kraft da wäre.

§. 8. Es ist eine Wirkung der eigentlichen Centrifugalkraft, daß der Faden einer Schleuder, während man sie umschwingt, fühlbar gespannt ist. Es ist eine Wirkung der Tangentialkraft, daß der Stein, wenn man den Faden losläßt, in der Richtung der Tangente fortfliegt, oder daß das Wasser in einer umgedrehten Schaale über den Rand heraus spritzt.

Man hat eine künstliche Maschine unter dem Namen Centralmaschine erdacht, um allerlei Gesetze der Centralbewegungen sichtbar zu machen. Sie ist nicht unbrauchbar, aber nur für ihren Zweck zu kostbar. (Eine Beschreibung derselben findet man in Fergusons Astronomie übers. von Kirchhof. Berlin 1785.)

Ein sehr leichtes und einfaches Mittel, wenigstens die Entstehung von Centralbewegungen anschaulich zu machen, giebt eine an einem etwas langen Faden aufgehängte Kugel. Da diese nur in Ruhe sein kann, wenn sie lothrecht unter dem Aufhängepunkt ist, so kehrt sie, wenn man sie seitwärts aufhebt, allezeit in diese Lage zurück, und so vertritt hier diese Wirkung der Schwere die Stelle einer Centralkraft. Hebt man die Kugel auf, und läßt sie los, so fängt sie an hin und her zu schwingen; giebt man ihr aber in dem Augenblicke, wo man sie losläßt, irgend einen seitwärts gerichteten Stoß, so fängt sie an, um den gedachten Centralpunkt eine krummlinige Bewegung zu machen, die nach Verschiedenheit der Richtung und Stärke des Stoßes eine Art von Ellipse oder auch ein Kreis sein kann.

§. 9. Auf einem so einfachen Spiel von Kräften beruht der bewundernswürdige Lauf der Himmelskörper. Keppler entdeckte schon die vornehmsten Gesetze ihrer Bewegung; aber er hatte sie nicht aus den Gesetzen der Mechanik, noch viel weniger aus metaphysischen Begriffen entwickelt, sondern nur mit großem Fleiß und Scharfsinn den Beobachtungen abgefragt. Newton setzte ihre

Theorie fest, und enthüllte die einfachen Gesetze der allgemeinen Gravitation, durch welche sie in ewiger Ordnung erhalten werden.

Eine vollständigere Ausführung der Lehre von den Centralbewegungen muß der angewandten Mathematik vorbehalten bleiben.

Vierzehntes Capitel.

Bewegungen auf vorgeschriebenem Wege.

§. 1. Ein Körper kann auf mancherlei Art gezwungen werden, einen andern Weg zu nehmen, als den, welchen er durch das freie Spiel der Kräfte nehmen würde. Man unterscheidet daher in der Mathematik freie Bewegungen, und Bewegungen auf vorgeschriebenem Wege. Bloß zwei Bewegungen der letzten Art, drehende Bewegungen und Pendelschwingungen wollen wir hier etwas näher erörtern.

I. Drehende Bewegungen.

§. 2. Es sei C Fig. 18. der Schwerpunkt eines Körpers, und durch diesen gehe eine Achse, um welche sich der Körper ohne Widerstand drehen läßt. Der Kreis ADE stelle den Umfang des Körpers vor. Wird der Körper in irgend einer Richtung, die nicht durch C geht, angestoßen, so kommt er in eine drehende Bewegung, und jeder Punkt ist gezwungen, einen Kreis um C zu beschreiben. Diese Bewegung wird gleichförmig sein, wenn kein Reiben, oder kein anderes Hinderniß der Bewegung statt findet. Finden Hindernisse statt, so wird die Bewegung mit jedem Augenblicke langsamer, und hört zuletzt gänzlich auf. Der Körper kann bei

dieser Bewegung jede noch so große oder keine Geschwindigkeit erhalten, und es ist falsch, was einige Schriftsteller behauptet haben, daß es eine gewisse Geschwindigkeit gebe, die ihm gleichsam natürlicher sei, als andere.

§. 3. Bei der drehenden Bewegung übernimmt die Cohäsionskraft, mit welcher die Theile des Körpers zusammenhangen, das Geschäft der Centripetalkraft. Wie groß aber ihre Wirkung, als Centripetalkraft betrachtet, sei, hängt gar nicht von ihrer innern Stärke, sondern bloß von der Bewegung und Gestalt des sich drehenden Körpers ab.

Um dieses deutlich einzusehen, nehme man an, AG Fig. 18. sei ein Bogen, den der Punkt A in einer sehr kleinen Zeit zurücklegt. Man ziehe die Tangente AB, und vollende das Parallelogramm AFGH. Stellt nun AF die Kraft vor, mit der A in der Tangente AB fortzugehen strebt, so ist AH die Kraft, mit der ihn die Centralkraft gegen C zieht, und diese ist, wie man sieht, gar nicht von der physischen Beschaffenheit des Körpers, sondern außer der Geschwindigkeit des Punktes A, von lauter geometrischen Bedingungen abhängig. Bei jeder Centralbewegung entsteht aber allezeit eine der Centripetalkraft gleiche Fliehkraft (XIII. 7.). Diese findet daher auch in jedem Punkte eines gedrehten Körpers statt, und sie ist um so stärker, je entfernter der Punkt von C, und je größer seine Geschwindigkeit ist. Da diese keine Gränzen hat (§. 2.), so giebt es in jedem Falle eine Geschwindigkeit, bei der die Fliehkraft stärker werden müßte, als die Stärke der Cohäsionskraft; alsdann müßte sich das Theilchen A losreißen, und seine Bewegung in der Tangente AF fortsetzen. Käme nun die Stelle des Körpers, wo das Theichen war, nach G, so würde das Theilchen selbst in F sein, also relativ gegen die Stelle, wo es war, um die Linie GF sich von C entfernt haben, welches eine sinnliche Wirkung der Fliehkraft sein würde.

Zwar ist GF in der Figur nicht lothrecht auf dem Bogen bei G; aber man muß nicht übersehn, daß der Bogen AG eigentlich unendlich klein gedacht werden muß.

§. 4. Aus den Wirkungen der Fliehkraft erklärt sich sehr vollständig die abgeplattete Gestalt der Weltkörper, und die Abnahme der Schwere unter dem Äquator, so wie mancherlei alltägliche Erscheinungen drehender Bewegungen.

II. Pendelschwingungen.

§. 5. Wenn der Schwerpunkt eines Körpers nicht in der Umdrehungsachse liegt, so kann der Körper nur dann in Ruhe bleiben, wenn der Schwerpunkt lothrecht unter der Achse liegt (Cap. XI. §. 4.) Durch einen seitwärts gerichteten Stoß kann ein solcher Körper zwar auch in drehende Bewegung versetzt werden, aber sie wird nicht gleichförmig sein. Ohne Anstoß aber kann er durch seine bloße Schwere in Bewegung gesetzt werden, wenn man ihn mehr oder weniger seitwärts dreht, so daß der Schwerpunkt nicht mehr in der durch die Achse gezogenen lothrechten Linie liegt. Überläßt man dann den Körper sich selbst, so entstehen **Pendelschwingungen**, deren Betrachtung sehr wichtig ist.

§. 6. Jeder wirkliche Körper AC Fig. 19. von beliebiger Gestalt heißt ein **zusammengesetztes** oder **physisches Pendel**, wenn sein Schwerpunkt B nicht mit dem Aufhängepunkt, oder der Umdrehungsachse A zusammenfällt. Ein **einfaches geometrisches Pendel** aber ist eine bloße gerade Linie AB Fig. 20. die sich um A drehen läßt, von der aber bloß der einzige Endpunkt B als schwer betrachtet wird. Ein solches kann es in der Wirklichkeit nicht geben; aber ein kleiner Körper B Fig. 21. von einer dichten Masse, der an einem dünnen Faden AB aufgehängt wird, kann die Stelle eines einfachen Pendels vertreten. Als **Länge** eines

solchen physischen einfachen Pendels kann man die Entfernung des Aufhängepunktes A von dem Schwerpunkt des Körpers B betrachten.

§. 7. Wird ein einfaches Pendel AB Fig. 22. in die Lage AC gebracht, und dann sich selbst überlassen, so ist der Körper B gezwungen, den Kreisbogen CB zu beschreiben. Er wird ihn mit beschleunigter Bewegung beschreiben, weil in jedem Punkte die Schwere auf ihn wirkt, aber seine Beschleunigung wird nicht gleichförmig, sondern abnehmend sein; weil sich seine Bahn, je näher er an B kommt, immer mehr der horizontalen Lage nähert, also die Beschleunigung, nach XII. 9. immer schwächer wird. Indessen nimmt seine Geschwindigkeit von C bis B ununterbrochen zu, und ist in B (wo die Beschleunigung Null ist) am größten. Daher kann der Körper in B nicht stehen bleiben, sondern er wird durch sein Beharrungsvermögen fortfahren, den Bogen BH zu beschreiben. Man sieht aber leicht, daß seine Geschwindigkeit jetzt, wo ihm die Schwere entgegenwirkt, in eben dem Verhältniß abnehmen muß, in welchem sie zuvor zunahm, so daß er z. B. in G dieselbe Geschwindigkeit haben wird, die er vorher in dem eben so hoch liegenden Punkte E hatte. Zieht man also durch den Anfangspunkt der Bewegung C die wagrechte Linie CH, so ist klar, daß der Körper nur bis H steigen wird. Aber in H befindet er sich in demselben Falle, in welchem er in C war, er wird also von H wieder bis C zurückgehen, und so fortfahren, hin und her zu schwingen (auf ähnliche Art, als XIII. 5.).

Einige Naturforscher nennen einen Hin- und Hergang zusammen eine Schwingung (oscillatio, oder vibratio), andere nennen nur einen Hingang oder

einen Hergang so. Wir bleiben bei dem letzten Sprachgebrauche.

§. 8. Es ist übrigens klar, daß dergleichen Pendelschwingungen auf völlig gleiche Art ununterbrochen fortdauern würden, wenn keine Hindernisse der Bewegungen wären. Allein der Widerstand der Luft, und die noch so geringe Kraft, die zur Beugung des Fadens bei A nöthig ist, entziehen dem Pendel in jedem Augenblick etwas von seiner Geschwindigkeit. Daher erreicht es nie völlig die Höhe des vorigen Schwunges; der Schwingungsbogen wird immer kürzer, bis es endlich stille steht. Doch können die Hindernisse der Bewegung so gering gemacht werden, daß die Bewegung mehrere Stunden hinter einander fortdauert.

§. 9. Die Theorie der Pendelschwingungen ist in einiger Rücksicht sehr leicht, in anderer sehr schwer.

Sehr leicht ist die Bestimmung der Geschwindigkeit, welche der Körper des Pendels in jedem Punkte des Weges haben würde, wenn er ohne alles Hinderniß schwingen könnte. Hat z. B. das Pendel AB Fig. 22. seine Bewegung in C angefangen, so ist, nach XII. 12. die Geschwindigkeit in E oder G so groß, als ob der Körper von D bis F frei gefallen wäre (also $c = \sqrt{4g\,DF}$; XII. 4. f.). Eben so ist sie in B die zu der Fallhöhe DB gehörig Geschwindigkeit (also $c = \sqrt{4g\,DB}$.).

Selbst die Beschleunigung läßt sich für jeden Punkt des Weges ohne Schwierigkeit bestimmen. Man kann nämlich den Körper in jedem Punkte des Weges betrachten, als ob er auf einer schiefen Fläche läge, und für diesen Fall läßt sich die Beschleunigung aus XII. 9. bestimmen. Betrachtet man z. B. den Punkt E, so ist leicht zu erweisen, daß eine an demselben gezogene Tan-

gente mit dem Horizonte einen Winkel machen würde so groß als EAB, also einen Winkel dessen Maaß der Bogen EB ist. Also ist die Beschleunigung in diesem Punkte $= +$ g Sin EB; in G ist sie $-$ g Sin EB.

Sehr schwer dagegen ist die Bestimmung der Zeit, in welcher der Körper jeden Theil seines Weges zurücklegt. In völliger Schärfe und Allgemeinheit läßt sich die Aufgabe nur durch Hülfe der Analysis, und vermittelst einer sehr verwickelten unendlichen Reihe auflösen. Hier mag es genügen nur für die Zeit eines ganzen Schwunges von C bis H, eine Näherungsformel anzugeben. Nennt man diese Zeit t, die Länge des Pendels l, und die Beschleunigung der Schwere g, so ist

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{2g}}.$$

Wie stark die Annäherung dieser Formel sei, läßt sich aus der in der Anmerkung mitzutheilenden strengeren Formel beurtheilen.

Wegen der Schwierigkeit dieses Theiles der Theorie muß man sich bei dem ersten Vortrage der Naturlehre begnügen, diejenigen Eigenthümlichkeiten dieser Bewegungen, welche für die Naturlehre wichtig sind, auf dem Experimentalwege anschaulich zu machen. Die Beschreibung einer sehr einfachen Vorrichtung zu diesen Versuchen findet man bei der oben (XII. 3.) angeführten Beschreibung der Atwoodischen Maschine. Aus der obigen Formel lassen sich folgende Eigenschaften der Pendelschwingungen ableiten.

a) Die merkwürdigste Eigenschaft dieser Art von Bewegung ist die große Gleichzeitigkeit der Schwingungen. Die Dauer einer Schwingung wird nur sehr wenig durch die Größe des Bogens CB Fig. 22. ver-

ändert; und wenn dieser Bogen überhaupt nur von wenigen Graden ist, so sind die Schwingungen für unsere Sinne als völlig gleichzeitig zu betrachten.

b) Bei gleichen Schwingungsbogen hat gar keinen Einfluß auf die Dauer einer Schwingung das Gewicht, die Größe, die Gestalt und die materielle Beschaffenheit des Körpers B.

c) Die Schwingungszeit ändert sich mit der Länge des Pendels, und zwar wie die Quadratwurzel aus der Länge.

Anm. Es ist für den physicalischen Zweck hinreichend, daß man die Zeit bestimmen könne, in welcher das Pendel seinen ganzen Weg CH zurücklegt, und für diesen Fall wollen wir das Resultat der Theorie beifügen. Es sei l die Länge des Pendels, t die Schwingungszeit durch den Bogen CBH, v sei gleich $\frac{DB}{AB}$, oder dem Sinus versus des Winkels BAC, oder des halben Schwingungsbogens CB, g die Beschleunigung der Schwere, und π die Ludolfische Zahl = 3,1415926; so ist

$$t = \pi \left(\sqrt{\frac{l}{2g}}\right) \left(1 + \tfrac{1}{8} v + \tfrac{9}{256} v^2 + \text{ꝛc.}\right).$$

Was in der zweiten Klammer steht, ist eigentlich eine unendliche Reihe, die aber so schnell convergirt, daß für kleine Bogen schon das erste Glied hinreicht, so daß man, nach der schon oben gegebenen Formel

$$t = \pi \sqrt{\frac{l}{2g}}$$

setzen kann. Nur bei größern Bogen ist das zweite, oder dritte Glied der Klammer noch in Rechnung zu bringen. Daß g und l in einerlei Maaß ausgedrückt sein muß, ist für sich klar, und t erhält man in Secunden ausgedrückt.

In diesen Formeln liegt die ganze Theorie des Pendels, so fern es kleine Schwingungen macht. Wir bemerken darüber nur folgendes. Wenn man die obige abgekürzte Formel zum Quadrat erhebt, und dann mit 2g multiplicirt, so erhält man

$$2g\ tt = \pi\pi l.$$

Diese Gleichung dient zunähst, wenn von den zwei Größen t, und l eine gegeben ist, die andere zu finden: Aufgaben, denen man bei genauen Untersuchungen über die Schwere nicht ausweichen kann.

Um anschaulicher zu machen, in welchem Verhältniß die Schwingüngszeit gegen sehr kleine (eigentlich unendlich kleine) Schwingungen vergrößert wird, je nachdem der Winkel BAC, oder der Bogen BC kleiner oder größer ist, fügen wir folgende kleine Tabelle hinzu, die nach der obigen vollständigen Formel berechnet ist.

Bogen BC	Verhältniß, in welchem die Schw. Zeit zunimmt.
1°	1 : 1, 000 019
2°	1 : 1, 000 076
4°	1 : 1, 000 304
8°	1 : 1, 001 217
16°	1 : 1, 004 853

Hienach läßt sich der Grad der Genauigkeit bestimmt beurtheilen, den man durch die Annäherungsformel erhält. Bei einem halben Schwingungsbogen von 2°, macht z. B. das Pendel 1 000 076 Schwingungen, statt daß es nur 1 000 000 nach der Annäherungsformel macht.

Eine vollständige Entwickelung der Reihe findet man in Käſtners höherer Mechanik, im Abschnitte von der Schwungbewegung, 2te Aufl. 1793. S. 328. ff. Eine sinnreiche Entwickelung der Näherungsformel giebt Karſten in den Anfangsgründen der math. Wiſſ. B. 2. S. 391.

§. 10. Noch schwieriger ist die Theorie des zusammengesetzten Pendels. Wir begnügen uns daher, nur ein Paar dahin gehörige Begriffe zu erklären: nämlich den Begriff der Länge eines solchen Pendels, und den Begriff vom Schwingungspunkte oder Mittelpunkt der Schwingung (centrum oscillationis).

Wenn man neben einem zusammengesetzten Pendel AC Fig. 19. ein einfaches AB Fig. 21. aufhängt, so kann man es durch Verlängerung oder Verkürzung da-

hin bringen, daß sie gleichzeitig schwingen. Nimmt man dann die Länge AB des einfachen Pendels, und trägt sie auf das zusammengesetzte Pendel, so daß AD (Fig. 19.) = AB (Fig. 21.), so wird man finden, daß allezeit D unter dem Schwerpunkt B des zusammengesetzten Pendels liegt. Ja es giebt Fälle, wo D ganz außer dem Körper zu liegen kommt. Diesen Punkt D nennt man den Schwingungspunkt, (centrum oscillationis). Bemerkenswerth ist noch der Umstand, daß der Aufhängepunkt, und der Schwingungspunkt in einen Wechsel-Verhältniß stehn, d. h. der Aufhängepunkt verwandelt sich in den Schwingungspunkt, wenn man das Pendel in dem letztern aufhängt.

Übrigens schwingt ein zusammengesetztes Pendel eben so gleichzeitig, als ein einfaches, und kann jederzeit statt desselben gebraucht werden, so bald man entweder seinen Schwingungspunkt, oder die Zeit seiner Schwingungen kennt. Auch kann man auf dasselbe die §. 9. gegebenen Formeln anwenden, wenn man für die Länge l den Abstand des Schwingungspunktes von dem Aufhängepunkte setzt.

Gebrauch des Pendels.

§. 11. Um aller Undeutlichkeit vorzubeugen, muß man den Unterschied zwischen Schwere und Gewicht scharf ins Auge fassen. Schwere ist diejenige Kraft, mit welcher jeder einzelne Punkt eines Körpers gegen die Erde getrieben wird. Diese kann nicht gemessen werden durch das Gewicht eines Körpers, denn dieses ist der Druck, den die unendliche Menge von schweren Punkten, die man sich in einem Körper denken kann, auf eine Unterlage ausübt. Die Schwer-

kraft selbst, die in allen Punkten des Körpers gleich stark wirkt, kann nur gemessen werden durch die Geschwindigkeit, die sie jedem Punkte, also auch dem ganzen Körper in einer gegebenen Zeit, z. B. in einer Secunde, mittheilt. Hieraus ist klar, daß die Geschwindigkeit, welche ein fallender Körper am Ende der ersten Secunde hat ($2g = 31\frac{1}{4}$ Fuß), das eigentliche Maaß der Schwerkraft ist. Noch einfacher ist es aber, den Weg der ersteu Secunde (g), der immer die Hälfte dieser Geschwindigkeit ist, zu diesem Maaße anzunehmen, und dieses ist der Grund, warum man den Werth von g das Maaß der Beschleunigung nennt (XII. 4.).

Wirft man nun einen Blick auf die §. 9. gegebeue Formel $t = \pi \sqrt{\frac{1}{2g}}$, so ist klar, daß in derselben weder das absolute noch specifische Gewicht des Körpers am Pendel sondern lediglich das Maaß der Schwerkraft (g) vorkommt, und eben darin liegt der Grund, warum die Pendelschwingungen für die Untersuchung der Schwerkraft so wichtig sind.

§. 12. Alle im sechsten Capitel vorläufig erörtern Gesetze der Schwere, erhalten durch sorgfältige Beobachtungen der Pendelschwingungen ihren vollendeten Experimental-Beweis. Wir bemerken Folgendes.

1) Die unveränderte Gleichzeitigkeit der Schwingungen, so lange man den Ort nicht sehr beträchtlich verändert, beweiset die Unveränderlichkeit des Werthes von g, d. h. die Unveränderlichkeit der Schwerkraft.
2) Wegen eben dieser Gleichzeitigkeit der Schwingungen, auf welche zuerst Galiläi aufmerksam wurde, ist das Pendel der beste Regulator einer Uhr. Huygens war der erste der diesen Gebrauch vom Pendel machte. Bloß der Einfluß von Wärme und Kälte (wodurch der Werth von l ein wenig verändert wird) bringt eine kleine Unregelmäßigkeit in diesen Gebrauch des Pendels.

3) Das Pendel beweist zwar nicht so auffallend, aber im Grunde weit bündiger, als ein Experiment in verdünnter Luft, daß alle Körper beim Fallen durch die Schwere gleiche Geschwindigkeit erhalten: denn ein Körper, der langsamer fiele, müßte auch als Pendel aufgehängt, langsamere Schwingungen machen, weil der Werth von g für ihn kleiner wäre.

4) Das einfache Secundenpendel ist das Mittel, den Weg eines fallenden Körpers in der ersten Secunde sehr genau zu bestimmen. Denn auch ohne eine genauere Theorie sieht man ein, daß zwischen der Länge des einfachen Secunden-Pendels, und jener Fallhöhe ein unveränderliches Verhältniß sein muß; weil beide an demselben Orte unveränderliche Größen sind. Es läßt sich aber durch Rechnung aus der Formel $2g\,t^2 = \pi^2\,l$ (§. 9.) beweisen, daß sich die Länge des Secunden-Pendels zur Beschleunigung der Schwere wie 1 : 4,93480 verhalte. Da nun in unsern Gegenden die Länge des einfachen Secunden-Pendels ziemlich genau 38 Preuß. Zoll oder $3\frac{1}{6}$ Fuß ist, so ergiebt sich daraus $g = 15{,}6269$ Preuß. Fuß, welches von den bisher angenommenen 15,625 Fuß nur um 0,0019 abweicht.

Anm. Aus der Formel $2gtt = \pi\pi l$ §. 9. folgt, wenn man $t = 1$ Secunde setzt, $2g = \pi\pi l$, also $1 : \frac{1}{2}\,\pi\pi = l : g$; welches das obige Verhältniß ist. Fehlt man in der Länge des Secunden-Pendels um 0,01 Zoll, so wird der Fehler in g fast 5 mal so groß. Man sieht daraus, wie nothwendig es ist, die Länge des Secunden-Pendels äußerst genau zu bestimmen.

5) Durch die Beobachtung des Pendels hat sich Newtons Behauptung, daß die Schwere unter dem Äquator geringer sein müsse, als unter den Polen, vollkommen bestätigt. Ein Pendel, welches bei uns genau Secunden schlägt, geht unter dem Äquator langsamer, und in den nördlichsten Gegenden schneller. Es muß daher unter dem Äquator verkürzt, und unter den Polen verlängert werden, wenn es genaue Secunden schlagen soll. Von den zahlreichen Versuchen dieser Art führen wir nur folgende an:

Ort der Beobachtung.	Geograph. Breite. nördlich.	Länge des Sec. Pendels in Par. Linien.	Werth von g in franz. Fußen.
Quito	0° 25′	439, 10	15, 0477
Paris	48 50	440, 60	15, 0991
Kola in Lappland	68 52	441, 31	15, 1235.

Anm. Wie die Zahlen der vierten Columne aus den Zahlen der dritten berechnet werden, ergiebt sich aus Nr. 4.

Anm. Mehrere dergleichen Beobachtungen sehe man in Bode's Kenntniß der Erdkugel; 2te Aufl. Berlin 1803. S. 180. f.

6) Auf sehr hohen Bergen werden die Schwingungen des Pendels etwas langsamer. Bouguer fand, daß ein Pendel, welches am Ufer des Meeres in 24 Stunden 98770 Schwingungen machte, auf dem Pichincha in eben der Zeit nur 98720 Schwingungen machte. Die Schwere nimmt also mit der Entfernung von der Erde ab, wie Newton schon früher aus andern Gründen entdeckt hatte.

7) Das Pendel zeigt uns, wenn es ruhig hängt, aufs genaueste die Richtung der Schwerkraft. In der Nähe großer Bergmassen hat man gefunden, daß das Pendel ein klein wenig von der lothrechten Richtung abweicht, und sich gegen die Bergmasse hinneigt, welches ein offenbarer Beweis einer anziehenden Kraft der Bergmasse gegen den Körper des Pendels ist. Die genauesten Beobachtungen dieser Art hat der englische Astronom Maskelyne, in Schottland 1774 angestellt. Aus dem kleinen Winkel, um welchen das Pendel von der lothrechten Richtung abwich, ergab sich das Verhältniß der anziehenden Kraft des Berges gegen die anziehende Kraft der ganzen Erde. Dies setzte ihn in den Stand von der Masse des Berges einen Schluß auf die Masse der ganzen Erde zu machen. Das Resultat dieser merkwürdigen, aber feinen Untersuchung war, daß die Masse des Erdkörpers ungefähr $4\frac{1}{2}$ mal größer sei, als die Masse einer Wasserkugel von gleichem Volumen. Ein anderer äußerst genauer Beobachter Cavendish, hat sie auf einem andern Wege noch größer gefunden. Durch diese Schlüsse ist die Meinung derer widerlegt, welche an-

nehmen, daß das Innere der Erde mit Wasser gefüllt sei, auch lassen sich manche andere sichere Schlüsse über das Innere der Erde daraus folgern. Also selbst über das Innere der Erde verdanken wir dem Pendel einige Aufschlüsse. Man vergleiche über diese äußerst merkwürdige Untersuchungen Gehler's W. B. II. 535. Fischer's W. B. II. 815. Gilbert's Annalen XLIII. S. 62, desgleichen Gilbert's Annalen II. S. 1.

§. 13. Wir wollen endlich noch einen Gebrauch des Pendels erwähnen, von welchem man bei physikalischen Versuchen öfters Anwendung machen kann. Hebt man nämlich das Pendel um einen bestimmten Winkel BAC Fig. 22. auf, und läßt es in dem untersten Punkte B seiner Bahn gegen einen andern Körper schlagen, so kann man dadurch einen Stoß von einer genau abgemessenen Stärke und Richtung hervorbringen. Denn das Gewicht des am einfachen Pendel aufgehängten Körpers kann sehr genau bestimmt werden, d. h. man kennt die Masse des anstoßenden Körpers. Durch den Winkel BAC ist aber auch die Geschwindigkeit bestimmt (§. 9.), welche das Pendel in B hat, und so hat man an dem Stoße des Pendels eine genau bestimmte bewegende Kraft (V. 8.).

Anm. Es ist nicht schwer, hinter einem einfachen Pendel eine Geschwindigkeitsscale anzubringen, an welcher man unmittelbar sehen kann, wie hoch man das Pendel aufheben müsse, damit es in B eine bestimmte Geschwindigkeit erhalte. Hierüber bemerke man folgenden

Lehrsatz. Wenn dasselbe Pendel seinen Schwung einmal in C, ein andermal in E anfängt, so verhalten sich seine Geschwindigkeiten in B, wie die Sehnen der durchlaufenden Bogen, also wie die geraden Linien CB und EB.

Die angedeuteten Geschwindigkeiten mögen heißen c, wenn das Pendel aus C, k wenn es aus E kommt. Nach §. 9. verglichen mit XII. 4. Formel f, ist dann

$$c = \sqrt{4g}\ DB : k = \sqrt{4g}\ FB,$$

also $c : k = \sqrt{DB} : \sqrt{FB}$; oder eben so verhalten sich die Sehnen CB : EB. Denn nach bekannten geometrischen Sätzen ist

$$2AB : CB = CB : DB, \text{ also } DB = \frac{CB^2}{2AB}$$

und eben so $FB = \frac{EB^2}{2AB}$, also

$DB : FB = CB^2 : EB^2$; oder

$\sqrt{DB} : \sqrt{FB} = CB : EB.$

Es ist nun leicht ein einfaches Pendel an einem Gestell aufzuhängen, und hinter demselben einen aus A beschriebenen Kreisbogen zu befestigen. Trägt man auf diesen Bogen von B aus nach einer beliebigen Einheit Sehnen, die sich wie die Zahlen 1, 2, 3, 4, 5, ꝛc. verhalten, so ist klar, daß wenn man das Pendel z. B. einmal bis 9, das andere mal bis 5 aufhebt, so wird sich $c : k = 9 : 5$ verhalten.

Eine solche Geschwindigkeitsscale giebt nur Verhältnisse, was in den meisten Fällen hinreichend ist. Will man aber eine Scale haben, welche die absoluten Geschwindigkeiten in B anzeigt, so muß man die Größe des Winkels BAC bestimmen, um welchen man das Pendel aufheben muß, wenn es in B, eine gegebene Geschwindigkeit c erhalten soll.

Dieses wird der Fall sein, wenn nach XII. 4. Formel $e\ DB = \frac{cc}{4g}$. Wäre AB oder $AC = 1$, und $BAC = \varphi$, so wäre $DB = \text{Sin. vers. } \varphi = 1 - \text{Cos } \varphi$. Ist aber $AB = l$, so ist $DB = l\ (1 - \text{Cos } \varphi)$. Wir haben also

$$l(1 - \text{Cos } \varphi) = \frac{cc}{4g};$$

woraus folgt

$$\text{Cos } \varphi = 1 - \frac{cc}{4gl}.$$

Drückt man nun g und l in Zollen aus, und setzt für c nach und nach die Werthe 1, 2, 3, 4, ꝛc., so erhält man eine Reihe von Winkeln, um welche man das Pendel aufheben muß, wenn es in B die absoluten Geschwindigkeiten von 1, 2, 3, ꝛc. Zollen erhalten soll.

Der Widerstand der Luft vermindert zwar diese Geschwindigkeiten, doch nur um etwas kaum bemerkliches.

Daß man dergleichen Geschwindigkeitsscalen von einem Bogen auf einen geraden Stab übertragen könne, ist leicht einzusehen.

Funfzehntes Capitel.

Von der Mittheilung der Bewegung durch den Anstoß.

§. 1. Da in dem Raum, worin wir leben, kein von aller undurchdringlichen Materie leerer Raum anzutreffen ist, so befindet sich jeder Körper, der sich vor unsern Augen bewegt, in ewigem Anstoß mit andern Körpern. Man kann daher über keine einzige Bewegung mit völliger Sicherheit urtheilen, wenn man mit den Gesetzen völlig unbekannt ist, nach welchen sich die Körper einander ihre Bewegung beim Anstoß mittheilen.

§. 2. Die Maschinen, durch welche man Versuche über den Anstoß der Körper anstellt, nennt man Percussionsgeräthschaft. Das Wesentliche an der Hauptmaschine besteht in zwei Pendeln, AB und CD (Fig. 23.) von gleicher Länge, die neben einander so aufgehängt sind, daß ihre Körper B und D einander gerade nur berühren. Hinter ihnen befinden sich an demselben Gestell, woran sie aufgehängt sind, nach XIV. 13. Nr. 7. verfertigte Geschwindigkeits-Scalen, die auf zwei aus A und C beschriebene Bogen, oder noch bequemer auf einen geraden Stab EF gezeichnet sein können, so daß, wenn man eines der Pendel bis zu einem gewissen Punkt G aufhebt, die bei G befindliche Zahl anzeigt, welche Geschwindigkeit das Pendel im untersten Punkte seiner Bahn, wo es an den Körper des andern Pendels anstößt, erhalten werde. So kann man ein Pendel gegen das andere oder beide gegen einander stoßen

lassen, und beoachten, was für Veränderungen durch den Anstoß in ihren Bewegungen vorgehen.

Bei einer andern Maschine hängt eine ganze Reihe Kugeln neben einander, um zu zeigen, was die Bewegung von einer oder mehrern auf die übrigen wirkt.

Bei einer andern Vorrichtung können zwei Pendel zugleich gegen einen dritten Körper schlagen.

Auch gehört zur Percussionsgeräthschaft, noch eine Vorrichtung, schwere Körper aus abgemessenen Höhen, auf einen harten oder weichen Körper fallen zu lassen, um die Wirkung dieses Stoßes zu beobachten.

Anm. Beschreibung von Percussionsgeräthschaften findet man in Gravesande Elementa Physices, und in Nollet Leçon de Physique.

§. 3. Nach Newtons dritten Grundgesetze der Bewegung (V. 11.) findet bei jedem Anstoß zweier Körper ein gegenseitiger Übergang von Bewegung aus dem einen Körper in den andern statt. Wieviel Bewegung aber wirklich übergehe, läßt sich im Allgemeinen gar nicht bestimmen, weil es von einer Menge besonderer Umstände abhängt. Dahin gehört die Richtung der bewegten Körper, ihre Gestalt, ihre Masse, ihre Geschwindigkeit, ihre Cohäsionskraft, ihre Elasticität, ihr Aggregatzustand u. s. f. Soll auf alle diese Dinge Rücksicht genommen werden, so ist die Theorie des Anstoßes ziemlich weitläuftig, und in einigen Theilen nicht wenig schwierig. Wir müssen uns daher auch hier nur auf die einfachsten Fälle, vorzüglich auf den centralen und geraden Stoß zwischen unelastischen und elastischen Körpern beschränken. Central heißt der Stoß, wenn sich die Körper vor dem Stoß in der geraden Linie bewegen, die man zwischen ihren beiden Schwerpunkten ziehen kann, und der Anstoß selbst

in dieser Linie geschieht, gerade heißt er, wenn die Flächen an der Stelle, wo sie sich treffen, auf der Richtung der Bewegung senkrecht sind.

Es ergiebt sich aus Newtons drittem Gesetz ein Grundsatz für diese Untersuchungen, nämlich:

daß die algebraische Summe der Bewegung durch den Anstoß nicht verändert werde;

weil nach Newtons drittem Gesetze beide Körper gleichviel Bewegung nur in entgegengesetzter Richtung geben, und verlieren. Nennt mann die Summe der Bewegung vor dem Anstoß s, und der eine Körper erhält durch den Stoß x, so erhält der andere — x; also ist nach dem Anstoß die Summe der Bewegung = s + x — x = s. Durch den Inhalt dieses Capitels wird eigentlich der empirische Beweis für Newtons drittes Gesetz vollendet. Denn wenn alle Folgerungen aus dem hier aufgestellten Grundsatze sich in der Erfahrung bestätigen, so muß dieses Gesetz seine völlige Richtigkeit haben.

§. 4. Der erste Fall, den wir etwas genauer erörtern wollen, ist der Anstoß unelastischer Körper. Denn obgleich es keinen völlig unelastischen Körper in der Natur geben mag (VIII. 8.), so muß man doch bei der theoretischen Untersuchung zuerst die Wirkungen des bloßen Anstoßes, und dann erst abgesondert den Einfluß der Federkraft untersuchen. Wenn zwei dergleichen Körper auf einander stoßen, so theilt der bewegte dem ruhenden oder entgegensetzt bewegten, oder der stärker bewegte dem schwächer bewegten, so lange Bewegung mit, bis sie gleiche Geschwindigkeit erlangt haben. Dann ist die Wirkung beendigt, weil nun kein Druck mehr zwischen ihnen statt findet, und sie gehen

mit der erlangten gleichen Geschwindigkeit fort, als ob sie ein Körper wären.

Der Fall, welcher am häufigsten vorkommt, aber auch am leichtesten zu beurtheilen ist, ist der, wenn der angestoßene Körper ruht. Auch ohne Rechnung begreift man leicht, daß die Geschwindigkeit nach dem Stoße in diesem Falle sehr verschieden ausfallen müsse, besonders nach dem Verhältniß der beiderseitigen Massen. Je kleiner die Masse des angestoßenen Körpers in Vergleichung mit dem anstoßenden ist, desto weniger Kraft ist erforderlich, ihn in Bewegung zu setzen, desto weniger wird er also die Geschwindigkeit des anstoßenden Körpers ändern. Je größer die Masse des angestoßenen Körpers ist, desto langsamer müssen beide nach dem Anstoß gehen. Ist die angestoßene Masse ohne alles Verhältniß größer, so wird die Bewegung nach dem Anstoß zwar nicht Null, aber für unsere Sinne kann sie absolut unmerklich werden. Ein Hammerschlag gegen eine feste Wand, ein Stein, der auf die Erde fällt, können zur Erläuterung dienen.

Anm. Wenn die Massen und die Geschwindigkeiten vor dem Anstoße bekannt sind, so ist es gar nicht schwer, die Geschwindigkeit nach dem Stoße durch Rechnung zu finden. Es sei A die Masse und c die Geschwindigkeit des anstoßenden Körpers, B die Masse, und k die Geschwindigkeit des angestoßenen; in Ansehung k ist zu bemerken, daß es positiv genommen werden muß, wenn beide Körper nach einer Seite gehen, negativ, wenn sie einander entgegen gehen. Unter diesen Voraussetzungen ist die Summe der Bewegung vor dem Stoße $= Ac + Bk$. Nach dem Anstoß haben beide Körper gleiche Geschwindigkeit, welche x heiße, und die bewegte Masse ist $A + B$; also die Summe der Bewegung nach dem Stoße $= (A + B)\,x$. Beide Summen müssen gleich sein, also ist $Ac + Bk = (A + B)\,x$; woraus folgt

$$x = \frac{Ac + Bk}{A + B}.$$

Aus dieser Formel lassen sich die im §. gemachten Folgerungen streng ableiten. Ruht B vor dem Stoße, so ist $k = 0$, also

$$x = \frac{Ac}{A+B};$$

verschwindet die Masse von B gegen A, so ist

$$x = \frac{Ac}{A} = c;$$

verschwindet die Masse von A gegen B, so ist

$$x = \frac{Bk}{B} = k, \text{ u. dgl. m.}$$

§. 5. Unter den Umständen, welche die Wirkung des Stoßes modificiren, erwähnen wir zuerst die Cohäsionskraft. Unmittelbar wirkt der Stoß nur auf die berührten Theile, und da diese ein wenig nachgeben, so pflanzt er sich von diesen weiter auf die übrigen fort, desto schneller, je härter und unbiegsamer die Körper sind, desto langsamer, je mehr die Theile nachgeben. Im letzten Falle werden die Körper zusammengedrückt, und ihre Gestalt verändert; oder sie werden, wenn die Kraft der Cohäsion schwächer ist als die Kraft des Stoßes zerrissen, bald in viele, bald in wenige Stücke. Kurz, je nachdem die Körper hart oder weich, fest oder locker, spröde oder zähe sind, u. s. w. wird die Wirkung anders modificirt. (Vergl. VIII. 10.).

§. 6. Wir müssen nun den Einfluß der Federkraft auf die Wirkungen des Anstoßes, in Betrachtung ziehen. Da die Theile elastischer Körper nachgeben, so werden sie, so lange als die Geschwindigkeit beider noch ungleich ist, zusammengedrückt. Daher hört bei ihnen auch nicht wie bei unelastischen Körpern die Wirkung auf, sobald die Geschwindigkeit gleich ist, sondern sie schnellen aus einander, indem sie ihre Gestalt wieder herzustellen suchen. Nimmt man an, daß vollkommen elastische Körper, gerade mit eben der Kraft, mit

der sie vorher gedrückt wurden, sich wieder trennen, so folgt, daß der anstoßende Körper gerade doppelt so viel Bewegung verliert, und der angestoßene doppelt so viel gewinnt, als wenn sie unelastisch wären; so fern sie aber unvollkommen elastisch sind, so ist Verlust und Gewinn zwar größer, als bei unelastischen Körpern sein würde, aber doch weniger als doppelt.

Anm. Die Masse des anstoßenden Körpers sei A, seine Geschwindigkeit sei vor dem Stoße c, nach demselben c′. Die Masse des angestoßnen sei B, seine Geschwindigkeit sei vor dem Stoße k, nach demselben k′. Wären sie unelastisch, so hätten beide nach dem Stoße die Geschwindigkeit

$$\frac{Ac + Bk}{A + B} = x$$

(§. 4. Anm.), und A hätte an Geschwindigkeit verloren c — x. Dieser Verlust wird bei vollkommen elastischen Körpern verdoppelt, also 2 [c—x], bei unvollkommen elastischen wird er nur vergrößert. Es sei daher m eine Zahl zwischen 1 und 2, so kann man seinen Verlust setzen = m [c—x]. Er hat also nach dem Stoß noch $c' = c - m\,[c-x]$ übrig. Der Körper B würde als unelastischer Körper durch den Stoß gewinnen x — k, als elastischer Körper wird dieser Gewinn m mal vergrößert; also gewinnt er m [x—k]. Seine Geschwindigkeit muß also $k' = k + m\,[x-k]$ nach dem Stoße sein. Setzt man in diesen für c′ und k′ gefundenen Formeln

$$\frac{Ac + Bk}{A + B} \text{ statt } x,$$

so erhält man durch eine leichte Veränderung:

$$c' = c - \frac{m\,[c-k]}{A+B} B;$$

$$k' = k + \frac{m\,[c-k]}{A+B} A.$$

Diese beiden Formeln sind von sehr allgemeinen Gebrauch. Setzt man m = 2, so gelten sie für vollkommen elastische Körper; setzt man m = 1, so gelten sie für unelastische. Für unvollkommen elastische hat m irgend einen Mittelwerth, der durch Versuche ausgemittelt werden kann.

Es wird nicht überflüssig sein, hier noch verschiedener Versuche zu gedenken, die mit den Percussions-Geräthschaften angestellt werden können.

Wenn man an der ersten §. 2. erwähnten Maschine zwei Kugeln von Elfenbein aufhängt, nachdem man ihr Gewicht bestimmt hat, so kennt man die Massen derselben. Hebt man nun die eine Kugel bis zu einem beliebigen Winkel auf, so zeigt die Geschwindigkeitsscale, welche Geschwindigkeit sie im untersten Punkt von ihrer Bahn erreichen wird. Läßt man sie nun gegen die andere ruhende anschlagen, so zeigt der Punkt an der Scale, bis zu welchem sich diese zweite erhebt, welche Geschwindigkeit sie durch den Anstoß erhalten habe, und diese kann man mit derjenigen vergleichen, welche die hier entwickelten Formeln geben.

Auch kann man beide Kugeln gegen einander schlagen lassen, und die Geschwindigkeiten, die sie nach dem Stoße haben, beobachten und berechnen.

Sind beide Kugeln an Masse gleich, und man läßt die eine gegen die andere ruhende schlagen, so vertauschen sie ihren Zustand. Die vorher ruhende nimmt die ganze Geschwindigkeit der stoßenden an, und diese ruht dagegen, wie sich leicht auch ohne Rechnung aus der vorgetragenen Theorie erklären läßt.

Wenn man mehrere gleiche Kugeln von Elfenbein in gerader Linie neben einander aufhängt, so daß sie sich berühren, ohne einander zu drücken, und man hebt die erste Kugel auf, und läßt dieselbe gegen die zweite schlagen, so bleiben alle mittlern in Ruhe, und nur die letzte fliegt aus mit derselben Geschwindigkeit, mit welcher die erste anschlug. Indem nämlich die erste an die zweite anschlägt, ertheilt sie dieser, nach dem unmittelbar vorhergehenden, ihre ganze Geschwindigkeit, sie selbst aber ruht; die zweite befindet sich also im Augenblick in demselben Verhältniß gegen die dritte als die erste gegen die zweite beim Anstoß war. Sie ertheilt also der dritten ihre ganze Geschwindigkeit, und kommt dagegen selbst in Ruhe. Man sieht leicht, wie diese Schlüsse von Kugel zu Kugel fortgesetzt werden können, und daß die letzte ausfliegen müsse, weil sie keine weiter findet, welcher sie ihre Bewegung mittheilen könnte.

Hebt man die zwei ersten Kugeln auf, und läßt sie gegen die dritte schlagen, so fliegen bloß die beiden letzten Kugeln aus, die übrigen bleiben in Ruhe. Dieser Erfolg erklärt sich leicht, wenn man erwägt, daß in diesem Falle die dritte Kugel (nebst allen folgenden) in der That zwei Schläge erhält, die aber unendlich schnell auf einander folgen. Indem man nämlich die beiden ersten Kugeln einander berührend aufhebt, und sie nun zugleich losläßt, so drücken sie während der Bewegung nicht gegen einander, weil sie gleiche Bogen beschreiben, und daher in jedem Augenblicke gleiche Geschwindigkeit haben. Bei dem Anstoß trifft nun die zweite auf die dritte, und es geschieht, was vorher für eine aufgehobene Kugel gesagt war. Aber in eben dem Augenblick erhält sie einen Schlag durch die erste Kugel, und dieser Schlag pflanzt sich wieder durch alle Kugeln fort. Die letzte Kugel fliegt aus durch den Anschlag der zweiten an die dritte, die vorletzte durch den Anschlag der ersten an die zweite. Man kann drei, vier oder mehr Kugeln aufhebe, und es fliegen jederzeit eben so viele am andern Ende aus, wie sich leicht auf ähnliche Art erklären läßt.

Elfenbein ist sehr elastisch, daher ist überall der Erfolg mit der Theorie sehr einstimmig; doch finden sich die entstehenden Geschwindigkeiten in der Regel etwas kleiner, als sie sein sollten, welches theils dem Wiederstande der Luft, theils der Unvollkommenheit der Geräthschaft zuzuschreiben ist. Besonders sieht man leicht ein, daß es gar nicht leicht sei, den Stoß vollkommen central zu machen.

Es lassen sich dergleichen Versuche noch mit andern, z. B. bleiernen, kupfernen, stählernen Kugeln machen, wo zum Theil der Erfolg noch stärker abweicht; eben sie zeigen deutlich, daß der Erfolg desto vollkommener stimme, je elastischer die Körper sind.

Will man Versuche mit völlig unelastischen Körpern anstellen, so muß man einen Teig von einem feinen Töpferthon machene, und damit hohle, an einer Seite geschlossene Cylinder von Messing füllen. An der offenen Seite muß der Thon etwas überstehen, und convex abgerundet werden; die Körper selbst müssen aber so aufgehängt werden, daß sie nur mit diesen convexen Flächen zusammenstoßen. Der Teig

muß ziemlich trocken sein, weil sie sonst bei dem Anstoße zusammenkleben.

Wenn man drei elfenbeinerne gleiche Kugeln so aufhängt, daß ihre Mittelpunkte durch Linien verbunden ein Dreieck bilden, und man läßt zweie gegen die dritte ruhende schlagen, so kann man aus den Richtungen und (gleichen oder ungleichen) Geschwindigkeiten derselben bestimmen, in welcher Richtung und mit welcher Geschwindigkeit die dritte ausschlägt. Das sogenannte Rollet'sche Billard ist zu Versuchen dieser Art bestimmt.

Endlich gehören hieher noch Versuche, wo man eine Kugel aus verschiedenen Höhen, auf eine wagerechte Platte von Marmor (oder andrer harten Materie) fallen läßt. Giebt man dieser Platte einen dünnen Ueberzug von Fett so entsteht an der Stelle, wo die Kugel auffällt, ein kreisförmiger Fleck, dessen Durchmesser um so größer ist, je größer die Geschwindigkeit der auffallenden Kugel war, zum Beweis, daß die Kugel wirklich beim Anstoß ein wenig zusammengedrückt wird. Man kann auch statt der Marmorplatte geebnete Lagen von trocknem oder feuchtem Sande nehmen, und die Tiefe der eingedrücktem Grube mit der Geschwindigkeit der fallenden Kugel vergleichen. Da indessen Versuche dieser Art kein fruchtbares Resultat gegeben haben, so sind sie kaum des Zeitaufwandes werth, den sie fodern.

§. 7. Noch mannigfaltiger sind die Veränderungen, welche durch die Richtung des Stoßes entstehen. Wir bemerken bloß historisch das einzige Gesetz, daß durch jeden eccentrischen Stoß allezeit eine drehende Bewegung um den Schwerpunkt entsteht, wodurch die mathematische Bestimmung der Wirkung in vielen Fällen sehr schwierig wird. Das Gesetz ist übrigens so allgemein, das selbst dann, wenn zwei Körper durch ein sichtbares Band, oder sogar durch das unsichtbare Band einer anziehenden Kraft verbunden sind, keine einseitige Bewegung des einen um den andern möglich ist;

sondern wenn einer von beiden in Bewegung gesetzt wird, so fangen beide an, sich um ihren gemeinschaftlichen Schwerpunkt zu drehen. So drehen sich Mond und Erde um ihren gemeinschaftlichen Schwerpunkt; eben so drehen sich nicht eigentlich die Planeten um die Sonne, sondern sie drehen sich nebst der Sonne um den Schwerpunkt des ganzen Sonnensystems u. dgl. m.

§. 8. Vom schiefen Stoß erwähnen wir bloß einen einzigen Fall. Eine elastische Kugel A Fig. 24. werde in der Richtung BA gegen eine elastische Wand CD getrieben, so lehrt die Erfahrung, daß sie unter einem eben so großen Winkel in der Richtung AH abspringt. Zur Erklärung dieses Erfolges stelle BA die Stärke des Stoßes vor; man zerfälle diese Kraft in zwei, wovon die eine FA der Wand CD parallel, die andere EA gegen sie senkrecht ist. Die Kraft EA bewirkt einen senkrechten Stoß gegen die Wand, dessen Wirkung, wenn sie allein da wäre, darin bestehen würde, daß der Körper mit einer eben so großen Kraft AE zurückspringen würde; die andere Kraft FA hingegen findet gar kein Hinderniß, und würde den Körper, wenn sie allein wirkte, in der Richtung AG treiben. Er wird also nach dem Stoße von zwei Kräften getrieben; von der einen in der Richtung AE, von der andern in der Richtung AG; daher muß er die Diagonale AH nehmen. Überhaupt läßt sich sowohl der schiefe, als der eccentrische Stoß, durch Zerlegung der Kräfte auf die Gesetze des centralen und geraden Stoßes zurückführen.

§. 9. Wir haben oben §. 3. unter den Umständen, welche den Erfolg eines Anstoßes bestimmen, auch den Aggregatzustand der Körper genannt. Bewegt sich ein fester Körper in einer flüssigen Materie, oder Flüssi-

ges in Flüssigem, so sind sie in unaufhörlichem Anstoß gegen einander. Da dieser sehr schwierige, und noch lange nicht ins reine gebrachte Theil der Theorie, in die Lehre von den tropfbaren, oder luftförmigen Körpern gehört, so bemerken wir nur bloß das einzige Gesetz, welches aus Newtons drittem Grundgesetz folgt: daß, so viel Bewegung, als der bewegte Körper dem flüssigen Mittel mittheilt, eben so viel Bewegung ihm selbst entgehe. Dieß muß man wissen, wenn man irgend eine Bewegung, die in der Luft, oder im Wasser vorgeht, richtig beurtheilen will.

Anm. Die richtigen Grundgesetze des Stoßes wurden, auf Veranlassung der Kongl. Societät in Londen 1668, zu gleicher Zeit von drei trefflichen Mathematikern Wallis, Wren und Huygens aufgefunden.

Eine vollständigere Ausführung dieser Gesetze findet man in Gehlers phys. W. B. im Artikel Stoß. Noch vollständiger in Gravesande Physices Elementa mathematica.

Sechzehntes Capitel.

Von vibrirenden Bewegungen, und dem dadurch entstehenden Schalle; oder ersten Gründe der Akustik.

§. 1. Alles, was wir von der Entstehung des Schalles wissen, haben wir durch Beobachtung schallender fester Körper gelernt. Dieses ist der Grund, warum die Akustik schon hier, nicht aber, wie gewöhnlich, bei der Lehre von der Luft vorgetragen wird. Besonders lehrreich sind die Schwingungen gespannter Saiten, die wir daher zuerst etwas näher erörtern wollen.

§. 2. Wenn man eine gespannte elastische Draht- oder Darm-Saite AB Fig. 25. aus ihrer Lage seitwärts nach D zieht, und losläßt, so fängt sie an sehr schnell nach Art eines Pendels zwischen D und E hin und her

zu ſchlagen. Eine ſolche Bewegung, wenn ſie ſehr ſchnell, und auf einen ſehr kleinen Raum DE beſchränkt iſt, wollen wir eine Vibration nennen. Die allgemeine Entſtehung ſchwingender Bewegungen iſt ſchon oben (XIII. 5.) erklärt worden; die beſondere Theorie der ſchwingenden Saiten läßt ſich aber nicht wohl ohne Hülfe der höhern Analyſis vollſtändig vortragen. Wir werden daher die Geſetze derſelben blos hiſtoriſch erörtern, und ihre Richtigkeit durch Verſuche anſchaulich machen.

§. 3. Die Vibrationen einer Saite haben mit den Pendelſchwingungen dieſes gemein, daß ſie vollkommen gleichzeitig ſind. Es hängt aber die Dauer einer einfachen Vibration ab von der Länge, von dem Gewicht, und von der Spannung der Saite. Die materielle Beſchaffenheit der Saite hat nur in ſo fern Einfluß, als, unter übrigens gleichen Umſtänden, das Gewicht von ihr abhängig iſt.

Es ſei L die Länge, G das Gewicht, und P die durch das Gewicht ausgedrückte Spannung der Saite; ferner ſei g die Beſchleunigung der Schwere (XII, 5.), t die Dauer einer Vibration, und n die Anzahl der Vibrationen, welche die Saite in einer Secunde macht, ſo iſt erweislich, daß

$$t = \sqrt{\frac{LG}{2gP}}; \text{ und daher } n = \sqrt{\frac{2gP}{LG}}$$

iſt. Zu bequemerer Vergleichung mit den Verſuchen wollen wir aber dieſen Grundformeln eine etwas veränderte Geſtalt geben. Spannt man nämlich eine Saite durch ein beſtimmtes Gewicht P, ſo läßt ſich leicht eine beliebige Länge L durch untergelegte Stege genau abmeſſen, alſo L und P unmittelbar beſtimmen. Aber das Gewicht G dieſer Länge iſt eine Größe, die ſich nicht wohl unmittelbar beſtimmen läßt. Um dieſes Gewicht genau zu erhalten, muß man ein Stück der Saite, das beträchtlich länger als L iſt, durch das Gewicht P ſpannen, und während dieſer Spannung eine Länge λ (die ebenfalls größer als L, und

etwa 60 bis 80 Zoll lang sein muß) abschneiden, und aufs genaueste wiegen. Dieses Gewicht heiße γ. Dann findet man das Gewicht G durch die Proportion $\lambda : L = \gamma : G$. Setzt man den Werth von G, den diese Proportion giebt, in die obigen Formeln, so erhält man

$$\text{I)}\ t = L\sqrt{\frac{\gamma}{2g\lambda P}};\ \text{und II)}\ n = \frac{1}{L}\sqrt{\frac{2g\lambda P}{\gamma}}.$$

Über die Geschichte der Theorie bemerken wir folgendes. Taylor ein Engländer und Zeitgenosse Newtons war der erste, der die richtige Formel für die Dauer einer Vibration, durch Hülfe der Newtonischen höhern Analysis, fand. Auch suchte er die Krümmung zu bestimmen, welche eine Saite im Vibriren annimmt, und er glaubte erwiesen zu haben, daß sie die Krümmung einer langgestreckten Cycloide annehme. Seine Theorie wurde im vorigen Jahrhundert von den berühmtesten Analytikern, von Joh. und Dan. Bernoulli, von d' Alembert, von L. Euler, von Lagrange u. a. streng geprüft, und heftig angegriffen. Indessen fanden sie bei allen Abänderungen in der Behandlung der Theorie, für die Dauer einer Vibration, keine anderr Formel als Taylor, so daß über die Richtigkeit derselben kein Zweifel verstattet ist. Doch ergab sich aus ihren Untersuchungen, daß in Ansehung der Gestalt einer vibrirenden Saite, unendlich viele Abänderungen möglich sind. Es ist aber die Gestalt der Saite für die Physik ziemlich gleichgültig, ob sie gleich für die höhere Mechanik wichtig ist.

§. 4. Zur Vergleichung der Theorie mit der Erfahrung, dient das Monochord, in Verbindung mit einer Stimmgabel.

1) Die Stimmgabel, deren Einrichtung und Gebrauch allgemein bekannt ist, dient, einen bestimmten Ton fest zu halten. Die gewöhnlichen Stimmgabeln geben den Ton an, den man das eingestrichene a nennt.

2) Das Monochord in seiner einfachsten Einrichtung kann aus einer einzigen, etwa 2 Fuß langen Saite (von Messing oder Stahl Nr. 5 oder 6) bestehen,

die über zwei Stege auf einem recht trockenen Brett gezogen ist, und durch einen Clavierwirbel, in den Einklang, oder in die Octave mit der Stimmgabel gestimmt werden kann. Außer den beiden festen Stegen ist noch ein beweglicher nöthig, durch den man beliebige kürzere Stücke der Saite abschneiden kann, um diese allein vibriren zu lassen. Der Abstand der beiden festen Stege muß durch eine genaue Scale sorgfältig eingetheilt sein; am besten zehntheilig, so daß man nicht nur Hundertel, sondern selbst Tausendtel der ganzen Länge mit Sicherheit abmessen kann.

Noch bequemer ist es, das Monochord gleichsam zu vervielfältigen, und auf demselben Brette, mehrere Saiten von gleicher Länge, Nummer und Materie parallel neben einander zu spannen. Die Scale gilt dann für alle; aber jede muß noch einen eigenen beweglichen Steg haben.

Hat man mehrere gleiche Saiten aufgespannt, und stimmt dieselben durch die Wirbel in den Einklang, so kennt man zwar die Größe ihrer Spannung, oder den Werth von P nicht; aber man ist gewiß, daß sie alle gleiche Spannung haben. Hat man das Gewicht der Saiten auf die im vorigen §. angegebene Art bestimmt, so ist auch λ und γ für alle Saiten gleich, also hängen dann die Veränderungen des Tones nur noch von L ab, welches man durch die beweglichen Stege beliebig bestimmen kann. Diese höchst einfache Einrichtung des Monochords dient also, den Einfluß zu bestimmen, welchen die Länge der Saiten, alles übrige gleich gesetzt, auf den Ton hat, und dieses ist gerade das lehrreichste für die Akustik. Eine andere zu sehr genauen Versuchen über die Vibration der Saiten dienende Einrichtung, wo eine lothrecht hangende Saite durch ein wirklich angehängtes Gewicht gespannt wird, findet man in den Schriften der Berl. Acad. von den Jahren 1822 und 1823.

§. 5. Vermittelst des beschriebenen Monochords läßt sich nun zeigen:

1) daß die Saite, wenn sie nur wenig gespannt ist, zwar Vibrationen macht, die das Auge wahrnehmen kann, aber sie giebt keinen hörbaren Ton. Spannt man die Saite schärfer so werden die Vibrationen schneller, und bei einem gewissen Grade der Spannung, fängt man an einen etwas tiefen, aber schwachen Ton zu hören, der bei vermehrter Spannung immer höher wird: den hellsten Ton aber hört man erst, wenn die Saite fast bis zum Zerreißen gespannt ist.

Bestimmt ergiebt sich der Einfluß der Spannung aus den Formeln I und II §. 5. Die Dauer einer Vibration t, verhält sich, alles übrige gleichgesetzt, verkehrt wie die Quadratwurzeln der Spannung, die Anzahl n aber der Vibrationen in einer Secunde verhält sich gerade wie diese Wurzeln.

2) Hat man eine oder mehrere Saiten des Monochords in den Einklang mit der Stimmgabel gesetzt, so läßt sich der Einfluß sichtbar machen, den die Länge der Saite, alles übrige gleich gesetzt, auf den Ton hat. Setzt man nämlich den beweglichen Steg unter, so zeigt sich, daß der Ton desto höher wird, je kürzer die vibrirende Saite ist.

Aus den Formeln I und II §. 3. ist klar, daß sich die Dauer der Vibrationen gerade, die Anzahl der Vibrationen aber in einer Secunde umgekehrt wie die Längen verhalten.

3) Zu bestimmten Längenverhältnissen gehört allezeit ein bestimmtes musicalisches Intervall (so nennt man den Abstand der Höhe zweier Töne in der Musik). Ist dieses Verhältniß so beschaffen, daß es sich in seinem einfachsten Zahlenausdrucke durch zwei der sechs Zahlen 1, 2, 3, 4, 5, 6, darstellen läßt, so machen die

beide Töne, zusammen, oder nach einander klingend einen gefälligen Eindruck auf das Ohr, und heißen consonirende Intervalle, oder Consonanzen. Erfodert aber das Längenverhältniß Zahlen, die größer als 6 sind, so ist der Eindruck auf das Ohr minder angenehm, und das Intervall heißt dissonirend, oder eine Dissonanz.

Das Längenverhältniß 2 : 1 giebt die Octave. Ferner liegen in dem Umfange einer Octave noch folgende Consonanzen; 3 : 2 die Quinte; 4 : 3 die Quarte; 5 : 4 die große Tertie; 6 : 5 die kleine Tertie; 5 : 3 die Sexte. Von Dissonanzen, die eben so nothwendig in der Musik sind, als der Schatten in einem Gemälde, ist bloß zu merken, der ganze Ton, der zwischen den Verhältnissen 9 : 8 und 10 : 9, und der halbe Ton, der zwischen den Verhältnissen 16 : 15; 17 : 16; 18 : 17 schwebt.

Noch läßt sich durch das Monochord zeigen, daß die Octave gar keine Abweichung von dem Verhältniß 2 : 1 verträgt; die Quinte und Quarte eine geringe; die beiden Tertien und die Sexte eine nicht unbeträchtliche; die ganzen und halben Töne aber eine ziemlich starke; daher die Unsicherheit ihrer Verhältnisse.

Die Benennungen der Intervalle beziehen sich auf unser fünfzeiliges Notensystem.

Den Zusammenhang zwischen Zahlen und Tönen kannten schon die Griechen, und eine sehr unsichere Erzählung macht den Pythagoras zum Entdecker derselben. Da sie aber von den Vibrationen keine deutliche Einsicht hatten, so kannten sie das Innere dieses Zusammenhanges nicht. Aus den im 3ten §. gegebenen Formeln ergiebt sich aber, was der innere Sinn der Zahlenverhältnisse ist. Setzt man nämlich fest, daß die erste Zahl eines Verhältnisses sich immer auf den tieferen Ton beziehen soll, so kann man jedes Intervall auf doppelte Art in Zahlen ausdrücken: denn

es ist eben so richtig, die größere als die kleinere Zahl in die erste Stelle zu setzen; nur hat das Verhältniß in beiden Fällen einen verschiedenen Sinn. Setzt man wie oben die größere Zahl voran (also für die Octave 2 : 1, für die Quinte 3 : 2 u. s. f.), so vergleicht man die Dauer der Vibrationen beider Töne; setzt man die kleinere Zahl voran (also für die Octave 1 : 2, für die Quinte 2 : 3 u. s. f.), so vergleicht man die Anzahl der Vibrationen, welche beide Töne in einer Secunde machen.

Die erste Art des Ausdruckes fällt, wie im §. gezeigt worden, mit dem Längen-Verhältniß der Saiten auf dem Monochord zusammen. Bloß diesen äußern Zusammenhang zwischen Zahlen und Tönen kannten die Alten. Daher ist es auch bei den theoretischen Tonkünstlern üblicher geworden, die Intervalle auf diese Art auszudrücken, obgleich die zweite Art fast überall zu leichteren und bequemeren Rechnungen führt.

§. 6. Zwischen einem Tone und seiner Octave liegt eine stätige Folge, also im Grunde eine unendliche Menge von Tönen. Die Tonkunst bedarf aber nur eine bestimmte Anzahl und Folge derselben. Eine solche bestimmte Folge, nennt man eine Tonleiter, oder Scale. Wir haben deren zwei zu merken.

1) In Europa hat sich seit dem griechischen Alterthume die diatonische ausgebildet, welche von jedem Ton zu seiner Octave durch 12 halbe Töne übergeht, die sich in jeder höhern Octave mit verdoppelter Anzahl der Vibrationen wiederholen.

2) Die natürliche oder harmonische Scale enthält diejenigen Töne, die durch die natürliche Zahlenreihe 1, 2, 3, 4, 5, ꝛc. oder durch die umgekehrten Werthe derselben 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{5}$, ꝛc bestimmt sind.

Was der Sinn jeder dieser beiden Reihen sei, ergiebt sich aus den Anm. des vorigen §. Die letztere Reihe (1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, ꝛc.) nennt man in der Mathematik eine harmonische

Reihe. Ihre Theorie ist aber lange nicht so einfach, als die der natürlichen Zahlenreihe.

An der diatonischen Leiter haben die theoretischen Tonkünstler viel gekünstelt, weil man außer den Octaven, die ganz rein klingen müssen, gern auch die Quinten jedes Tons rein gemacht hätte. Es ist aber streug erweislich, daß wenn alle Intervalle eines einzigen Namens (also z. B. alle Octaven) rein sein sollen, bei den Intervallen jedes andern Namens (also auch bei den Quinten) Abweichungen zugelassen werden müssen. Wollte man aber die bei den Quinten unvermeidliche Abweichung bloß auf die Quinten eines einzelnen Tons, oder einiger wenigen werfen, so würden diese Töne dadurch für die Tonkunst ganz unbrauchbar werden. Es ist daher unstreitig das zweckmäßigste, die Abweichung auf die Quinten aller 12 Töne gleichmäßig zu vertheilen, so daß alle Quinten einander gleich werden, die Abweichung aber möglichst klein wird. Man nenut dieses System die gleichschwebende Temperatur, weil man in der Tonkunst das unvermeidliche Abweichen von der vollkommenen Reinheit durch das Wort temperiren bezeichnet. Es ist aber ferner erweislich, daß wenn alle Quinten gleich sind, alle übrigen Intervalle gleiches Namens auch gleich, und die unvermeidlichen Abweichungen von der Reinheit möglichst klein werden. Folglich müssen auch die Verhältnisse aller halben Töne gleich werden; woraus folgt, daß ihre Bezeichnung durch Zahlen eine geometrische fallende oder steigende Reihe bilden müsse, je nachdem sie sich auf die Dauer oder auf die Anzahl der Vibration beziehen soll. Zur Brechung der Töne in dem Sinne dieses Systems ist also nichts weiter erfoderlich, als zwischen 1 und $\frac{1}{2}$, desgleichen zwischen 1 und 2, elf Glieder nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe einzuschalten. Wer mit Logarithmen zu rechnen versteht, übersieht leicht, wie folgende Tabelle berechnet werde, und was der Sinn derselben sei.

Verhältnisse der 12 Töne jeder Octave nach der gleichschwebenden Temperatur.

Zahl und Namen der Töne.	Verhältniß nach der Anzahl der Vibrationen.	Verhältniß nach der Dauer der Vibrationen.
1. C	1,000 00	1,000 00
2. Cis	1,059 46	0,943 87
3. D	1,122 46	0,890 90
4. Dis	1,189 20	0,840 90
5. E	1,259 92	0,793 70
6. F	1,334 84	0,749 15
7. Fis	1,414 21	0,707 11
8. G	1,498 30	0,667 42
9. Gis	1,587 40	0,629 96
10. A	1,681 80	0,594 60
11. Ais (B)	1,781 80	0,561 23
12. H	1,887 74	0,529 73
13. c	2,000 00	0,500 00
ꝛc. ꝛc.	ꝛc. ꝛc.	ꝛc. ꝛc.

Verhältnisse von Intervallen, die kleiner sind als ein halber Ton.

$\frac{1}{4}$ Ton	1,029 40	0,971 53
$\frac{1}{8}$ —	1,014 54	0,985 66
$\frac{1}{16}$ —	1,007 30	0,992 81
$\frac{1}{32}$ —	1,003 62	0,996 40

Das Verhältniß der Quinte C : G ist nach der 2ten Spalte 1 : 1,498 30, und eben so verhält sich jede andere Quinte. Das reine Verhältniß aber ist 2 : 3 = 1 : 1,500 00, das von dem obigen nur um 0,00170 abweicht, welches noch nicht der 64ste Theil eines ganzen, oder der 32ste eines halben Tones ist. Eine selbst dem geübtesten Ohre nicht bemerkliche Abweichung.

Übrigens bemerke man noch, daß der Sinn dieses Systems nicht ist, noch sein kann, daß jeder Ton genau nach den Zahlen einer solchen Tabelle

gegeben werden müßte, indem es selbst vermittelst eines Monochords gar nicht möglich sein würde, die Stimmung genau nach diesen Verhältnissen auszuführen. Der Sinn ist bloß, daß es für theoretische Untersuchungen keine andere feste Grundlage gebe, als die gleichschwebende Temperatur. Daß Sänger und Spieler nothwendig temperiren müssen, wenn sie nicht aus dem Grundton fallen wollen, ist streng erweislich; aber wie viel jeder Ton zu temperiren sei, hängt eigentlich in jedem besonderen Falle von der Folge der Melodie und Harmonie ab, und muß daher in der Ausführung lediglich dem gebildeten Gefühl überlassen bleiben, kann aber nicht nach Maaß und Zahl bestimmt werden.

Daß man in der ersten Spalte der Tabelle, neben Nr. 1. jeden andern Ton als C hätte setzen können, und dann die übrigen nach der Reihe folgen lassen, bedarf kaum einer Erinnerung.

§. 7. Außer dem Grundtone einer Saite hört ein geübtes Ohr oft noch einen oder ein Paar schwach mitklingende Nebentöne. Sie entstehen dadurch, daß außer der ganzen Saite, nicht nothwendig, aber gewöhnlich noch $\frac{1}{2}$, oder $\frac{1}{3}$, oder $\frac{1}{4}$ ꝛc. der Länge, besondere Vibrationen macht. Man sieht hieraus, daß diese Töne nichts anders als die ersten Töne der natürlichen Scale (§. 6.) sein können, wie es auch die Erfahrung bestätigt. In Fig. 26, 27, 28. sind solche Schwingungen aliquoter Theile abgesondert vorgestellt; auch kann man sie durch gewisse Handgriffe einzeln hervorbringen. Die Punkte G, K, L, O, P, Q, wo sich die entgegengesetzten Schwingungen begränzen, nennt man Schwingungs-Knoten.

Das artige Spiel der Aeolsharfe beruhet auf diesen Nebentönen.

§. 8. Außer den Saiten kann man aus jedem ziemlich elastischen Körper, besonders aus Scheiben, durch Streichen mit einem Bogen, Töne hervorbringen, wobei sich in den meisten Fällen die Oberfläche in mehrere

Stücke theilt, so daß zwei zusammengränzende entgegengesetzte Vibrationen machen, die sich durch eine Schwingungslinie von einander scheiden. Chladni, dem die Akustik sehr viel schätzbare Entdeckungen verdankt, hat ein sehr einfaches und sinnreiches Mittel erfunden, die Vibrationen der Scheiben und vieler andern Körper durch aufgestreuten Sand gleichsam dem Auge sichtbar zu machen.

Bei Ringen, becherförmigen Körpern, Glocken u. dgl. m. theilt sich hauptsächlich der kreisförmige Umfang in P, Q, R, S, Fig. 29. in vier gleiche Quadranten, von welchen zwei, A und B, nach E und F auswärts, die andern, C und D, einwärts nach G und H vibriren. Bei dem nächsten Schlage werden die Vibrationen entgegengesetzt.

Man kann aber aus jedem Körper durch verändertes Halten und Streichen mehrere höhere Töne hervorlocken, die aber nicht unter dem Gesetz der natürlichen Scale stehen. Bei den meisten Körpern klingen diese Nebentöne einzeln; bei großen Glocken tönt eine Menge Töne zugleich, die zum Theil gegen den Grundton ein sehr disharmonisches Verhältniß haben.

Sehr vollständige Erörterungen über alles dieses, findet man in Chladni's Entdeckungen über die Theorie des Klanges, Lpzg. 1787; in desselben Akustik, Lpzg. 1802, und in desselben Neuen Beiträgen zur Akustik, Lpzg. 1817.

§. 9. Zu wissenschaftlichen Untersuchungen über die Töne ist nähst dem Monochord nichts lehrreicher als die Schwingungen gerader elastischer Stäbe, die an einem Ende befestiget sind. Man kann sie leicht so lang machen, daß sich die Dauer ihrer Schwingungen, durch

Vergleichung mit einem Secunden-Pendel bestimmen läßt. Man kann durch zweckmäßige Veränderung der vibrirenden Länge augenscheinlich machen, daß die Dauer der Schwingungen in geradem Verhältniß mit dem Quadrate der Länge steht. Macht man das freie Ende des Stabes sehr kurz, und streicht es am äußersten Ende mit einem Bogen, so hört man einen Ton von bestimmter Höhe, und man kann nun ohne Schwierigkeit, vermittelst des eben ausgesprochenen Gesetzes durch Rechnung finden, wie viele Vibrationen dieser Ton in einer Secunde macht.

Man kann auf diese Art durch Versuche anschaulich machen, was oben §. 5. nur als Folge aus den Taylorschen Formeln abgeleitet wurde, daß die Höhe des Tones bloß von der Menge der Vibrationen in einer Secunde abhängt.

Was aber die Bestimmung der absoluten Anzahl von Vibrationen betrifft, die ein bestimmter Ton in 1″ macht, so geben Versuche mit Stäben nie ein genaues Resultat. Der Grund ist, weil man nicht hindern kann, daß ein Stück des eingeklemmten Theiles mitvibrire, wie gewaltsam man auch den Stab einklemmen mag. Man findet also allezeit die Länge des vibrirenden Theiles zu klein, und die Anzahl der Schläge in 1″ zu groß.

Eine genaue Bestimmung dieser Anzahl kann man nur durch Versuche mit gespannten Saiten, und vermittelst der Taylorschen Formeln finden. Man vergleiche den bei §. 4. angeführten Band der Schriften der Berliner Academie.

§. 10. Die absolute Anzahl der Schwingungen, welche jeder Ton in einer Secunde macht, giebt man gewöhnlich auf folgende Art an. Für den tiefsten hörbaren Ton hält man den, welchen eine 32 Fuß lange offene Orgelpfeife angiebt. Man nennt daher diesen Ton gewöhnlich das zweiunddreißigfüßige C, und die ganze dazu gehörige Octave nennt man die 32 füßige. Hieraus berechnet man leicht, wie viele Schläge jedes höhere

C in 1″ macht. Wir setzen die Zahlen hieher, bloß um die in Deutschland üblichen Benennungen aller Octaven bemerklich zu machen.

Das C der 16 füßigen Octave, macht in 1″ . 64 Vibr.
Das Contra C, oder das achtfüßige . . 128 —
Das große C . . . . . 256 —
Das kleine oder ungestrichene c . . . 512 —
Das eingestrichene c . . . . . 1024 —
Das zweigestrichene c . . . . . 2048 —
2c. 2c.

Man muß aber diese Zahlen nicht für feststehende und unveränderliche halten. Denn derselbe Ton, z. B. das ungestrichene c, klingt an verschiedenen Orten, in verschiedenen Orchestern, ja selbst auf verschiedenen Instrumenten derselben Art, nicht ganz gleich, und in demselben Verhältniß, in welchem ein einziger Ton tiefer oder höher klingt, muß offenbar die ganze Tonleiter tiefer oder höher gehalten werden. Die bestimmte Höhe nun, die man einem bestimmten Tone (und der ganzen Scale) giebt, nennt man die Stimmung. Durch Erfindung der Stimmgabeln hat sie einigermaßen an Festigkeit gewonnen. Früher überließ man sie fast ganz dem Gutbefinden der Instrumentenmacher. In neueren Zeiten hat man sie überall ungebührlich in die Höhe getrieben, so daß alle Zahlen des §. für die jetzige Stimmung ungefähr um den 64sten Theil größer gemacht werden müßten.

Erfahrungen über die Geschwindigkeit des Schalles.

§. 11. Über die Geschwindigkeit des Schalles giebt die Erfahrung in der That vollständigere Auskunft, als die feinste Theorie. Sie lehrt:

1) daß hohe und tiefe Töne gleich schnell fortgepflanzt werden, indem man das zusammengesetzteste Tonstück in der Ferne zwar schwächer, aber sonst alle Töne vollkommen in derselben Ordnung hört,

als in der Nähe; woraus folgt, daß die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Schall ausbreitet, ganz unabhängig ist von der Geschwindigkeit der Vibrations-Bewegungen.

2) Die Vibrationen, welche ein fester Körper der Luft, oder selbst andern festen Körpern mittheilt, sind allezeit gleichzeitig mit den ursprünglichen: denn die Erfahrung lehrt, daß die Höhe des Tons bei der Fortpflanzung durch Luft, ja selbst durch feste Körper (Wände), nie eine Veränderung leidet.

3) Die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Schall durch die Luft fortpflanzt, ist nach allen Beobachtungen völlig gleichförmig. Sie ist aber ungemein groß, und beträgt mehr als 1000 Fuß in der Secunde. Die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Schall durch feste Körper fortpflanzt, ist aber noch bei weitem größer.

Anm. zu Nr. 3. Auf die Geschwindigkeit des Schalles in der Luft, hat die Temperatur einigen Einfluß. Nach Hrn. Benzenbergs Versuchen betrug sie bei + 1, 5 Grad der 80 theil. Scale, fast 1032, bei + 22, 7 Grad 1080 Pariser Fuß. M. s. Gilberts Annalen vom Jahr 1811. St. 9.

Nach Biot's Beobachtungen geht der Schall durch Eisen mehr als zehnmal so schnell fort, wie durch die Luft. M. s. Biot's Anfangsgr. der Erfahrungs-Naturlehre, übersetzt von Wolff. Berlin 1819. Th. I. S. 502.

Aus allen im §. angeführten Erfahrungen geht hervor, daß ursprüngliche und mitgetheilte Vibrationen unter sehr verschiedenen Gesetzen stehen, und daher sorgfältig unterschieden werden müssen. Die theoretische Entwickelung dieser Gesetze ist sehr schwierig. Lagrange ist der erste, der sie richtig entwickelt hat, in seinen Récherches sur la propagation du son (Miscell. Taurinensia Tom. I und II.). Aber die wichtigen Entdeckungen dieses scharfsinnigen Analytikers, die hier mehr angedeutet, als ausführlich

dargelegt werden können, sind bisher in den Schriften über die Akustik noch nicht genug berücksichtigt worden.

Über die Geschwindigkeit des Schalles durch die Luft hat zuerst Newton in seinen Princip. philos. nat. eine Formel gefunden, die sich durch die strengste Prüfuug aller folgenden Analytiker als richtig bestätigt hat, obgleich sie auffallend von den Beobachtungen abweicht. Auch befriedigen alle Künsteleien nicht, wodurch Newton selbst und mehrere seiner Nachfolger die analytische Formel mit der Erfahrung in Übereinstimmung zu bringen, versucht haben. Der Verfasser hat seine Gedanken darüber an einem andern Orte bekannt gemacht. M. s. die Abhandl. der Berl. Acad. v. d. J. 1816 und 1817. S. 63. ff.

Von den der Luft mitgetheilten Vibrationen.

§. 12. Ob wir gleich die mechanischen Eigenschaften der Luft erst im fünften Abschnitt genauer untersuchen werden, so ist doch eine deutliche Vorstellung von der Expansivkraft der Luft hinreichend, sich eine richtige Vorstellung von der Art zu machen, wie sich der Schall durch die Luft fortpflanzt. Die Luft wird durch den geringsten Anstoß auf einzelne Theile ein wenig zusammengedrückt, strebt aber alsdann, das durch die Zusammendrückung gestörte Gleichgewicht durch Ausdehnung nach allen Seiten wieder herzustellen. Dieses ist es, was man ihre Expansivkraft nennt.

Aus diesem Begriffe in Verbindung mit den im vorigen Paragraphen angegebenen Erfahrungen läßt sich deutlich zeigen, daß wenn z. B. eine tönende Saite AB Fig. 30, zwischen D und d vibrirt, die ganze umgebende Luftmasse weit umher in abwechselnde Verdichtungen DE, FG, desgleichen de, fg mit dazwischen liegenden Verdünnungen EF, ef versetzt werde. Eine solche Verdichtung mit der ihr nachfolgenden Verdünnung zusammen genommen nennt man eine Schall-Welle, wegen

der Ähnlichkeit mit den Wellen, die auf der Oberfläche eines ruhigen Wassers entstehen, wenn man einen kleinen Körper hinein fallen läßt. Auch nennt man jede gerade Linie wie CG, in der sich die vibrirenden Theile unmittelbar anstoßen, einen Schall-Stral.

Die weitere Ausführung dieses Gegenstandes muß dem mündlichen Vortrage vorbehalten bleiben, nur bemerken wir hier historisch folgende Sätze, die sich auch ohne höhere Rechnung deutlich machen lassen. 1) Die Schall-Wellen haben wegen der gleichförmigen Geschwindigkeit, mit welcher sich der Schall fortpflanzt, überall gleiche Breite. 2) Bei tiefen Tönen sind die Schall-Wellen breiter, als bei höheren: denn wenn man die Geschwindigkeit des Schalles c, die Anzahl der Vibrationen in einer Secunde n nennt, so ist die Breite einer Schall-Welle $EG = \frac{2c}{n}$. 3) In jeder Verdichtung, wie DE oder FG, vibriren die Lufttheilchen abwärts, in jeder Verdünnung, wie EF, einwärts, in Beziehung auf die ursprünglichen Vibrationen. 4) In den entfernteren Schall-Wellen werden die Vibrationsweiten der Lufttheilchen bei ungeänderter Breite der Wellen immer kürzer, und zwar im ungekehrten Verhältniß mit den Quadraten der Entfernung; weil die Vibrationen, so fern sie von einem Punkte ausgehend gedacht werden, in demselben Verhältniß kürzer werden müssen, als sie sich weiter ausbreiten.

Von der Stärke des Schalles.

§. 13. Unmittelbar hängt die Stärke des Schalles von der Lebhaftigkeit ab, mit welcher die Vibrationen der Luft ins Ohr dringen: mittelbar aber von den ursprünglichen Vibrationen, und dieses in doppelter Rücksicht, nämlich theils von der Lebhaftigkeit der ursprünglichen Vibrationen, theils von der Entfernung, in welcher sich das Ohr von dem ursprünglichen Schalle befindet.

Außerdem hängt aber die Stärke des Schalles ab von der Menge der Schallstralen, die in das Ohr dringen.

Die Lebhaftigkeit eines Tones kann, da die Vibrationen gleichzeitig sind (§. 3.), von nichts abhangen, als 1) von der Größe der Vibrationsweiten, und 2) von der Dichtigkeit der in jedem Punkte vibrirenden Masse. Was das letzte betrifft, so läßt sich durch Versuche mit der Luftpumpe zeigen, daß verdichtete Luft den Schall verstärkt, verdünnte aber schwächt. In Ansehung des ersten folgt aber aus dem, was in der Anm. zu §. 12. bei Nr. 4. gesagt worden, daß die Stärke des Schalles bei der Fortpflanzung durch die Luft im umgekehrten Verhältniß mit den Quadraten der Entfernung abnehme.

Anwendung des Vorgetragenen auf verschiedene akustische Erscheinungen.

§. 14. Wenn eine Vibration, sie sei ursprünglich oder mitgetheilt, den Punkt einer anderweitigen Oberfläche berührt, so versetzt sie denselben, wegen der Compressibilität aller körperlichen Materie (I, 8.) in gleichzeitige Vibrationen. Erreichen also die Vibrationen der Luft einen festen Körper, so setzen sie die Oberfläche desselben in vibrirende Bewegung. Diese pflanzt sich einerseits, obgleich mit sehr geschwächter Kraft, aber sonst auf ähnliche Art, durch das Innere des Körpers fort, bis sie die äußere Seite desselben erreicht, und sich dann wieder der Luft mittheilt. Daher sind alle feste und flüssige Körper dem Schalle durchdringlich, obgleich er stets dadurch an Stärke verliert.

Andrerseits aber theilen sich die auf der Oberfläche erregten Vibrationen wieder der Luft mit, mit einiger doch nicht sehr großer Verminderung ihrer Lebhaftigkeit. Hierauf beruhen die Erscheinungen des Wiederhalls und des Echo.

Der zurückkehrende Schall breitet sich von der wiederhallenden Fläche gerade so in Schall-Wellen und Schall-Stralen aus, wie der ursprüngliche. Daher ist es unrichtig, was in den akustischen Schriften vormals und zum

Theil noch jetzt angenommen wird, daß der Schall von einer Fläche nach den Gesetzen des elastischen Stoßes, oder wie das Licht von einer Spiegelfläche, zurückgeworfen werde. Vielmehr verbreitet sich der reflectirte Schall auf eine ganz ähnliche Art, wie das Licht von einer unpolirten Fläche, wo jeder auf einen Punkt fallende Stral sich nach allen Seiten verbreitet, wohin man eine freie Linie ziehen kann.

Da der reflectirte Schall sich eben so schnell als der ursprüngliche fortpflanzt, so ist es leicht, in jedem Falle die Dauer eines Wiederhalls zu berechnen, wenn die Entfernung der ursprünglichen Vibrationen von einem reflectirenden Punkte und die Entfernung dieses Punktes vom Ohre gegeben sind. Hieraus ergiebt sich, daß in völlig umschlossenen Räumen ein augenblicklicher Schall durch den Wiederhall eine gewisse Dauer erhält, welche, wenn sie ungefähr den dreißigsten Theil einer Secunde übersteigt, störend auf die Verständlichkeit einer Rede wirkt. Bei einer stark besetzten Musik ist der Wiederhall der Wirkung nicht schlechthin nachtheilig.

Das Echo entsteht, wenn sich zufällig eine große Menge von Gegenständen in ziemlich gleicher Entfernung von dem Ohre des Hörenden, und von der Stelle eines ursprünglichen lebhaften Schalles befindet. Es ist also gar nicht nöthig, daß der Wiederhall von einer einzigen zusammenhängenden Fläche herrühre. Gebäude, die in mannigfaltiger Richtung stehen, ja selbst ein Wald, welcher ungefähr in der Gestalt eines Bogens vor der Stelle des Schalles und des Ohres liegt, können ein sehr deutliches Echo machen. Auch begreift man leicht, wie ein zweifaches, oder mehrfaches Echo entstehen könne.

Wenn in einem Saale von elliptischer Gestalt in dem einen Brennpunkte leise Worte gesprochen werden, so vernimmt man diese in dem andern Brennpunkte viel deutlicher und bestimmter, als an jeder andern Stelle. Man erklärt dieses gewöhnlich dadurch, daß die Schallstralen von den Wänden nach den Gesetzen des elastischen Stoßes zurückgeworfen werden. Es ist zwar allerdings aus den Eigenschaften der Ellipse erweislich, daß die Stralen, welche das Ohr

unter diesen Umständen erhält, wirklich eine solche Richtung haben. Aber von jedem Punkte der Wand gehen nicht blos in dieser, sondern in allen Richtungen Schallstralen aus. Der wahre Grund liegt vielmehr darin, daß alle Schallstralen, die vom Schalle aus zu der Wand, und von dieser zum Ohre gehen, überall gleiche Länge, nämlich die Länge der großen Achse haben. Daher kommen alle augenblicklichen Vibrationen auch augenblicklich im Ohre an, und die Menge dieser Schallstrahlen macht den Schall ziemlich lebhaft.

§. 15. Wenn schon die Vibrationen der Luft die Oberfläche eines festen Körpers in Vibrationen setzen, so werden noch vielmehr die Vibrationen eines festen Körpers die Oberfläche eines andern, welche sie berühren, gleichzeitig vibriren machen. Ist dieser zweite Körper von minder dichtem Gefüge, und doch dabei sehr elastisch, so können seine Vibrationen den Schall verstärken. Dieses ist der Ursprung und die Beschaffenheit der Resonanz.

Wenn ein Körper von dichter Masse A mit der Geschwindigkeit c an eine viel weniger dichte aber ruhende Masse B anstößt, so theilt er dieser nach den Gesetzen des Anstoßes eine vergrößerte Geschwindigkeit C mit (XV, 6.). Diese vergrößerte Geschwindigkeit kann aber unter den angenommenen Umständen, nicht die Dauer einer Vibration, also nicht die Höhe des Tones verändern, wohl aber die Vibrationsweise, also die Stärke desselben. Theilt nun der so in Vibration gesetzte Körper seine Vibration weiter der Luft mit, so gewinnen die mitgetheilten Luft-Vibrationen noch mehr an Lebhaftigkeit.

Daher fallen die Schwierigkeiten weg, welche man bei der Erklärung der Wirkungen eines Resonanzbodens findet. Jede vibrirende Seite bewirkt, daß die ihr nähsten Theile des lockern nnd dünnen, aber sehr elastischen Holzes gleichzeitig mit ihr vibriren, und den Ton verstärken.

Auf eben die Art erklärt es sich, warum eine zum Vibriren gemachte Stimmgabel für sich nur einen

schwachen Ton, wenn sie aber auf einen Resonanzboden oder auf ein anderes trockenes Brett aufgesetzt wird, einen sehr lebhaften giebt.

Das freiwillige Mitklingen gleichgestimmter Saiten entstehet eigentlich nicht durch Resonanz, sondern dadurch, daß die gespannte Saite denjenigen Ton, den sie durch Anschlag ursprünglich giebt, nothwendig, wiewohl schwach, mit angeben muß, wenn sie durch die in der Luft sich verbreitenden Vibrationen desselben Tones angestoßen wird.

Auch das artige Spiel der Aeolsharfe erklärt sich auf eben diese Art.

§. 16. Wenn die Schallwellen verhindert werden, sich seitwärts auszubreiten, so fällt die Hauptursach der Verminderung ihrer Stärke weg (§. 12 u. 13.). Daher wird der Schall in langen cylindrischen Röhren fast in unverminderter Stärke fortgepflanzt. Auch beruhen hierauf die Wirkungen der Sprachröhre und Hörröhre, nicht aber auf den Gesetzen des elastischen Stoßes.

Biot machte an einer gegen 3000 Fuß langen cylindrischen Röhre von Gußeisen mehrere merkwürdige akustische Beobachtungen. Er bestimmte die oben §. 11. erwähnte Geschwindigkeit des Schalles im Eisen; auch beobachtete er, daß der allerleiseste Schall, der an der einen Öffnung erregt wurde, am andern Ende deutlich wahrnehmbar war. Aus der letztern Beobachtung darf man schließen, daß Vibrationen, welche sich an einer festen Fläche in einem derselben parallelen Strale fortpflanzen, der Fläche wenig oder gar keine Vibration mittheilen. M. s. Biot's Anfangsgr. der Erf. N. L. Berlin, 1819. S. 492 ff.

Bei dem Sprachrohre erweitern sich die Schallwellen nur wenig, daher nimmt auch der Schall innerhalb des Rohres an Stärke wenig ab. Außer demselben breitet er sich zwar auch seitwärts aus, aber wie die Erfahrung lehrt, nur an der Außenseite des Kegels, den man sich als eine Verlängerung des Sprachrohres vorstellen kann. Die Materie, aus welcher das Rohr

besteht, ist ziemlich gleichgültig, weil sie, wie bei cylindrischen Röhren, an den Vibrationen wenig oder gar keinen Antheil nimmt. Alle Künsteleien an der Gestalt des Sprachrohrs sind ohne Erfolg gewesen, weil sie alle auf der irrigen Voraussetzung beruhten, daß der Schall von den innern Wänden des Rohres nach den Gesetzen des elastischen Stoßes zurückgeworfen werde. Die einfache kegelförmige Gestalt ist ohne Zweifel die beste.

Bei dem Hörrohre werden die Schallwellen in immer engere Räume gedrängt, dadurch werden die Vibrationsweiten größer, und der Schall lebhafter.

Von Blase-Instrumenten.

§. 17. Bei Blase-Instrumenten ist nicht der feste Körper sondern die in demselben enthaltene Luftsäule der ursprünglich vibrirende Körper. Die Luft kann nämlich unmittelbar auf mancherlei Art in Vibration gesetzt werden, besonders dadurch, daß Wind auf eine gewisse bestimmte Art dnrch eine enge Öffnung getrieben wird, oder sich auch an einer scharfen Kante schneidet, wie das eine oder das andere, oder beides bei Blase-Instrumenten statt findet. Die Art des Anblasens ist bei allen Instrumenten verschieden, und läßt sich nicht beschreiben, sondern muß durch Versuche erlernt, und durch Übung zur Fertigkeit gebracht werden. Es sind aber die Vibrationen der Luft in der Röhre eines jeden Blase-Instruments nicht transversal, sondern longitudinal, d. h. die Richtung der Vibrationen ist nicht lothrecht auf der Achse, sondern derselben parallel. Die Höhe des Tones hängt aber hauptsächlich von der Länge der vibrirenden Luftsäule ab.

1) Bei Instrumenten, die, wie Hörner und Trompeten, aus einer sehr langen Röhre ohne Grifflöcher bestehen, werden die verschiedenen Töne bloß durch eine Verschiedenheit im Anblasen hervorgebracht. Entweder vibrirt nämlich die Luftsäule in ihrer ganzen Länge, oder sie theilt sich der Länge nach in 2, 3, 4, ꝛc. gleiche Theile. Es verhalten sich aber die Töne in diesem Falle genau wie die Länge der vibrirenden Säule; daher geben diese Instrumente für sich eigentlich nur die Töne der natürlichen Scale (§. 6.). Indessen sind dennoch die Spieler im Stande, durch die Art des Anblasens alle Töne der diatonischen Scale in den höhern Octaven vollständig und rein, in den tiefern aber nur einzelne bestimmte Töne hervor zu bringen. Bei der Posaune vibrirt größtentheils nur die ganze Luftsäule, und die Veränderungen des Tones werden durch Verlängerung und Verkürzung des ganzen Instruments hervorgebracht.

2) Bei langen Pfeifen, die, wie in den Flötenregistern der Orgel, keine Grifflöcher haben, kann man zwar auch durch verstärktes Anblasen ein oder ein Paar Töne der natürlichen Scale hervorbringen; von diesen Nebentönen wird aber kein Gebrauch gemacht; die Grundtöne verhalten sich aber, alles übrige gleichgesetzt, wie die Längen der Pfeifen. Ist eine solche Pfeife am obern Ende geschlossen (Gedackt), so giebt sie die tiefere Octave einer eben so langen offnen.

3) Bei Flöten mit Grifflöchern wird durch das Öffnen und Verschließen der Grifflöcher die Luftsäule genöthigt, nur theilweise zu vibriren. Doch ist die Theorie jedes einzelnen Flötentones, so viel dem Verfasser bekannt ist, noch nicht genau untersucht.

4) In den Orgeln giebt es Register, die man Rohr- oder Schnarr-Werke nennt. Sie haben ein Mundstück von ganz eigener Art, in welchem sich eine dünne elastische Zunge befindet, die durch Einblasen in vibrirende Bewegung gesetzt wird. Daher giebt das bloße Mundstück schon einen Ton, der aber sehr hoch und unangenehm schreiend ist. Verbindet man aber mit einem solchen Mundstück ein cylindrisches, oder auch anders gestaltetes Rohr, so wird der Ton tiefer und angenehmer. Auch die Theorie solcher Schnarr-Werke bedarf noch eigener Untersuchungen.

5) Endlich giebt es noch viele Instrumente, die ein ähnliches Mundstück, aber dabei Grifflöcher haben, wie Clarinetten, Oboen und Fagotte; von welchen ungefähr dasselbe gilt, was bei Nro. 3. und 4. bemerkt worden.

§. 18. Die Töne der menschlichen Stimme (nicht die artikulirten, sondern die bloß nach Höhe und Tiefe betrachteten) scheinen auf ähnliche Art als in den sogenannten Schnarr-Werken zu entstehen. Die obere Öffnung der cylindrischen Luftröhre ist durch zwei halbkreisförmigen Häute geschlossen, zwischen denen blos eine enge Spalte bleibt, die man die Stimmritze nennt. Diese Stimmritze steht in sofern unter der Herrschaft des Willens, daß wir ihre Öffnung erweitern und verengern können. Beim Singen wird die Luft aus der Brust durch diese Öffnung getrieben, wodurch wahrscheinlich die gedachten Häute (wie die Zunge einer Schnarrpfeife) in vibrirende Bewegung gesetzt werden. Doch ist man allgemein der Meinung, daß die Höhe des Tones hauptsächlich von der größern oder kleinern Öffnung der Stimmritze abhänge; indeß dürfte auch die

Größe und Gestalt der Mundhöhle Einfluß darauf haben. Bei dem weiblichen Geschlechte ist die Stimmritze kleiner, daher die Stimme höher.

Bei dem Pfeifen mit dem Munde wird die Luft durch die fast geschlossenen Lippen auswärts oder einwärts getrieben. Die Höhe des Tones scheint aber nicht von der Größe der Lippenöffnung, sondern von der innern Mundhöhle abzuhängen.

Von unregelmäßigen Vibrationen.

§. 19. Man begreift leicht, daß auch außer den regelmäßigen (d. i. gleichzeitigen) Vibrationen in der Luft mancherlei unregelmäßige Erschütterungen entstehen können, von denen entweder regelmäßige begleitet werden: oder die auch für sich allein entstehen.

Das erste findet statt bei den artikulirten Tönen der menschlichen Stimme, deren einfachere Bestandtheile wir Vocale und Consonanten nennen. Sie entstehen ohne Zweifel dadurch, daß durch die Stellung und Bewegung der verschiedenen Theile des Mundes (Lippen, Zähne, Zunge, Gaumen) Nebenerschütterungen der Luft erregt werden, wodurch der Ton der Stimme einen eigenthümlichen Charakter erhält. Auch hier findet die Wissenschaft ein Feld, worin noch vieles zu untersuchen übrig ist. Herr von Kempelen, der bekannte Erfinder einer automatischen Schachmaschine, soll hierüber viele interessante Beobachtungen gemacht haben.

Von bloßen unregelmäßigen Erschütterungen der Luft rühren solche Empfindungen des Gehörs her, die wir nicht Töne, sondern bloß mit den allgemeinen Benennungen Schall, Klang, Laut, Knall, Donner, Getöse, Geräusch ꝛc. bezeichnen. Was bei jeder be-

stimmten Art des Schalles in der Luft vorgeht, läßt sich selten bestimmt angeben; nur bestimmt läßt sich auf mancherlei Art sichtbar machen, daß der kurze und heftige Schall, den man einen Knall nennt, entstehe, wenn die Luft in einen ganz oder fast ganz luftleer gemachten Raum, durch ihre Expansivkraft, plötzlich hineinstürzt.

Zu einer richtigen Beurtheilung aller akustischen Erscheinungen gehört allerdings eine genauere Kenntniß der überaus kunstreichen Werkzeuge unserer Stimme und unsers Gehörs. Die hier zu beachtenden Gränzen aber fodern, das Nothdürftige dem mündlichen Vortrage zu überlassen. Wer genaueren Unterricht, nicht aus den eigentlichen Quellen, (aus anatomischen und physilogischen Schriften, z. B. aus Sömmerings Beschreibung der Sinn-Organe) schöpfen will, findet eine recht zweckmäßige und dem Physiker genügende Beschreibung in Neumanns Lehrbuch der Physik. Wien, 1818 und 1820. Th. II. §. 568 und 589. In Ansehung des Ohres kann man auch die physikalischen Wörterbücher unter dem Artikel Gehör vergleichen.

In einem der neuesten Stücke von Gilberts Annalen (1824. St 2. S. 187 ff.) findet man sehr feine Beobachtungen von Chladni über die Hervorbringung der menschlichen Stimme.

Dritter Abschnitt.

Von der Wärme.

Siebzehntes Capitel.

Von der Wärme überhaupt, besonders von ihrer ausdehnenden Kraft, desgleichen vom Thermometer und Pyrometer.

§. 1. Die Wärme, die wir ursprünglich durch eine eigenthümliche Empfindung kennen, deren Hauptabstufungen wir Hitze, Wärme und Kälte nennen, spielt eine große Rolle in der Natur. Durch ihre Verminderung erstarren fast alle tropfbare und selbst viele ausdehnsame Materien; durch ihre Vermehrung verflüchtigen sich fast alle tropfbare, und selbst viele feste Körper; ohne ihre Mitwirkung würde kein Organismus, kein Leben in der Natur sein. Der Gebrauch, welchen der Mensch von ihr zur Befriedigung seiner natürlichen oder künstlichen Bedürfnisse macht, ist so mannigfaltig, und von so unendlicher Wichtigkeit, daß der Mensch, wenn ihm das Vermögen, diese Naturkraft zu beherrschen, entzogen würde, zu der Unvollkommenheit der Thiere hinabsinken

würde. Aufforderung genug, diese große Naturkraft näher kennen zu lernen.

§. 2. Die Ursach der Wärme entzieht sich allen unsern Sinnen. Einige mechanische Naturforscher sind geneigt, sie für eine innere Erschütterung der kleinsten Theilchen der Körper zu halten; die chemischen Naturforscher nehmen einstimmig eine eigene Materie, die sie Wärmestoff (caloricum) nennen, als Ursach dieser Erfcheinung an. Wir werden in der Folge, wo nicht entscheidende, doch wichtige Gründe für diese Vorstellungsart finden. Unterdessen werden wir den Ausdruck Wärmestoff wenigstens als ein bequemes Versinnlichungsmittel brauchen.

§. 3. Die erste Wirkung der Wärme, die wir betrachten müssen, ist der Einfluß, den sie auf die Ausdehnung der Körper hat. Durch steigende Wärme nimmt diese in allen Richtungen zu, durch abnehmende wird sie in allen Richtungen kleiner. Und zwar bringt jeder bestimmte Grad von Wärme eine Ausdehnung von ganz bestimmter Größe hervor. Denn jeder Körper, der durch Wärme ausgedehnt, oder durch Kälte zusammengezogen worden, erhält genau seine erste Größe wieder, sobald er seine erste Wärme wieder erhalten hat. Es ist aber nöthig, die Körper nach ihrem verschiedenen Aggregatzustande einzeln zu betrachten.

1) Alle festen Körper werden durch die Wärme in allen Richtungen ausgedehnt. Diese Ausdehnung beträgt aber so wenig, daß sie in der gemeinen Erfahrung kaum bemerkt wird. Sie läßt sich aber durch allerlei Vorrichtungen sichtbar machen. Eine der einfachsten ist folgende. Es sei DF Fig. 31. ein Brettchen, auf welchem die längere Säule DC, und die viel kürzere FE winkelrecht befestigt

sind. Bereitet man nun allerlei Stäbchen von Metall, Glas, gebrannten Thon (Pfeifenröhre) ꝛc. so, daß sie ganz genau zwischen die Säulen passen, und erhitzt sie alsdann, so passen sie nicht mehr, sondern bleiben wie AB in der Figur schief liegen, welches offenbar eine Verlängerung voraussetzt. Die Größe dieser Verlängerung ist bei Körpern von verschiedener materieller Beschaffenheit verschieden. Läßt man aber ein solches Stäbchen wieder bis zu der anfänglichen Wärme erkalten, so erhält es auch genau die anfängliche Länge wieder.

2) Bei tropfbaren Körpern ist die Ausdehnung beträchtlich größer, und läßt sich am leichtesten durch folgenden Versuch sichtbar machen. Man lasse an mehrere enge Glasröhren an einem Ende eine kleine Glaskugel anblasen, wie Fig. 32. Füllt man dergleichen Kugeln mit beliebigen Flüssigkeiten, so daß auch ein Theil der Röhre Flüssiges enthält, und nimmt die Kugel in die Hand, so ist die bloße Wärme des Körpers schon hinreichend, die Flüssigkeit in der Röhre desto merklicher zum Steigen zu bringen, je enger die Röhre ist. Hieraus folgt nicht nur, daß die Flüssigkeiten ausgedehnt werden, sondern auch, daß sie viel stärker als Glas, oder überhaupt als die festen Körper im Volumen durch die Wärme zunehmen. Bei materiell verschiedenen Flüssigkeiten ist diese Ausdehnung ungleich.

3) Eine vollständige Erörterung des mechanischen Einflusses, welchen die Wärme auf luftförmige Massen hat, kann erst in der Aerostatik gegeben werden. Doch läßt sich das Wesentliche dieses Einflußes durch eine genauere Betrachtung des folgenden sehr einfachen Versuches für unsern gegenwärtigen Zweck hinlänglich aufklären. In eine Flasche AB, Fig. 33. fülle man etwas Wasser, etwa bis zu der Höhe AB. Hierauf bringe man eine nicht zu enge, oben und unten offene Glasröhre CD (etwa von $\frac{1}{10}$ oder $\frac{1}{8}$ Zoll im Lichten) durch die Öffnung hinein, und verschließe die Mündung der Flasche außen herum um die Röhre luftdicht (mit Wachs oder Siegellack, oder womit man sonst will). So fern die Luft in der Flasche während dieser Arbeit nicht erwärmt worden ist, so wird das Wasser in der Röhre nicht höher stehen, als in der Flasche. Denn ist die Luft nicht erwärmt worden, so hat die eingeschlossene Luft denselben

Grad von Expansivkraft als die äußere freie Luft, und drückt daher gleich stark auf des Wassers Oberfläche in der Flasche und in der Röhre. Erwärmt man aber die in die Flasche gesperrte Luft ein wenig, indem man z. B. den obern Theil der Flasche nur mit der Hand umfaßt, so steigt das Wasser in der Röhre sogleich, bis es endlich bei einem Punkte E stehen bleibt. Dieser Erfolg zeigt unwidersprechlich, daß die Oberfläche des Wassers jetzt im Gefäß stärker gedrückt wird, als vorher, daß also die Expansivkraft der eingeschlossenen Luft durch die Wärme vermehrt ist. Denn in der Höhe AB innerhalb der Röhre ist jetzt sichtbar ein stärkerer Druck da, als vorher. Oben bei E drückt die äußere Luft so stark, als anfangs in der Höhe AB, hiezu kommt aber noch die Wassersäule, die über AB bis E gestiegen ist. Der Stillstand kann erst eintreten, wenn dieser doppelte Druck, der während des Steigens des Wassers stätig zunimmt, dem Gegendrucke der Luft in der Flasche, d. h. der Expansivkraft derselben gleich geworden ist. Die wirkliche Ausdehnung der Luft hat hiebei nur sehr wenig zugenommen, nämlich nur um so viel, als der Raum der über AB in der Höhe gestiegenen Wassersäule beträgt. Nähme man nun die Röhre wieder heraus, verschlösse aber die ganze Öffnung luftdicht, nachdem die Flasche wieder völlig abgekühlt wäre, so ist klar, daß eine ähnliche Erwärmung derselben, eine eben so starke Vermehrung ihrer Expansivkraft, aber jetzt keine wirkliche Vermehrung ihrer Ausdehnung bewirken würde, weil die sperrenden Wände nirgends nachgeben, außer in so fern die sperrende Hülle nach Nr. 1. sich ein wenig erweitert, welches aber unter den hier gemachten Voraussetzungen eine Kleinigkeit ist, die gegen den ganzen innern Raum hier außer Acht gelassen werden kann.

Die gegebene Zergliederung dieses einfachen Versuches macht es sichtbar, daß man nicht genau spricht, wenn man die Wirkung der Wärme auf eine Luftmasse in die Vergrößerung ihrer Ausdehnung setzt. Die unmittelbare Wirkung ist Vermehrung der Expansivkraft. Ob eine wirkliche Ausdehnung erfolgt, und wie groß dieselbe sei, hängt gar nicht von dem Grade der Wärme, sondern von der zufälligen Nachgiebigkeit der sperrenden Wände ab.

Anmerkung 1. Die bei Nro 3. gemachte Bemerkung, daß es genauer sei, die unmittelbare Wirkung der Wärme ist eine Verstärkung der Expansivkraft zu setzen, die Vergrößerung des Volumens aber als eine Folge hievon, und daher nur als eine mittelbare Wirkung der Wärme zu betrachten, läßt sich auch auf tropfbare und feste Körper anwenden. Denn die Ausdehnung erfolgt bei festen und tropfbaren Körpern mit einer, wie es scheint, unwiderstehlichen Kraft. Diese erhöhte Expansivkraft ist also die unmittelbare Wirkung der Wärme; die Ausdehnung nur eine mittelbare.

2. Unter den festen Körpern giebt es einen, der eine scheinbare Ausnahme von dem Gesetze macht, nämlich eine getrocknete, aber nicht geglühte Thonmasse. Wenn man ein feines Mehl von Töpferthon oder Porzellanthon mit Wasser zu einem bildsamen Teige anrührt, diesen beliebig formt, und dann in einer mäßigen Wärme trocknen läßt, bis weder das Gesicht noch das Gefühl Feuchtigkeit wahrnimmt, so enthält dennoch eine solche Masse eine sehr beträchtliche Menge Wasser, wovon man sich durch das vermehrte Gewicht überzeugen kann. Setzt man eine solche Masse einer steigenden Wärme aus, so wird sie immer kleiner, statt daß andere Körper in der Hitze größer werden. Diese Verkleinerung ist eine Folge des allmählig verdunstenden Wassers. Läßt man einen solchen Körper erkalten, so saugt er nicht wieder Wasser ein, und behält daher die Größe, die er durch die Hitze erhalten hat. Erst wenn die Masse eine Zeitlang in der Glühhitze gewesen ist, scheint sie alles Wasser verloren zu haben, und dann zeigt sie im Verhalten gegen die Wärme keine Ausnahme gegen andre feste Körper, wie man sich leicht durch ein Pfeifenrohr, vermittelst der bei Nro. 1. beschriebenen Vorrichtung, überzeugen kann.

Von den Thermometern.

§. 4. Die ausdehnende Kraft der Wärme hat uns Mittel an die Hand gegeben, die Wärme mit einiger Genauigkeit zu messen. Die hiezu dienlichen Werkzeuge heißen Wärmemesser, oder Thermometer. Das erste

aber sehr unvollkommene Werkzeug dieser Art erfand ein Holländer Drebbel am Ende des 16ten Jahrhunderts. Im 17ten erfanden die Florentiner Akademiker eine verbesserte Einrichtung. Im Anfange des 18ten fanden zu gleicher Zeit Fahrenheit in Danzig, und Reaumur in Frankreich, die richtigen Grundsätze zur Verfertigung solcher Instrumente.

Anm. Umständlicher findet man die Geschichte dieser Erfindung in Gehlers und Fischers phys. W. B. Art. Thermometer; noch vollständiger in Lamberts Pyrometrie. Berlin 1779.

§. 5. Die gegenwärtige gewöhnlichste Einrichtung uennt man am richtigsten die achtzigtheilige oder auch die De Luc'sche, weil sich der verdienstvolle De Luc besonders mit ihrer Untersuchung beschäftigt hat, ob sie gleich schon vor ihm in Gebrauch war. Sie ist im Wesentlichen folgende. An eine calibrirte Glasröhre AB Fig. 32. wird unten eine kleine Glaskugel angeblasen, und dann durch Handgriffe, die in größern Werken nachzusehen sind, die Kugel nebst einem Theile der Röhre mit Queckſilber gefüllt, der Raum über dem Queckſilber luftleer gemacht, und die Röhre oben zugeschmolzen. Setzt man dann die Kugel des Instruments in schmelzendes Eis, so sinkt das Queckſilber, aber nur bis zu einem gewissen Punkt F, bei dem es unveränderlich stehen bleibt, so lange noch nicht alles Eis geschmolzen ist. Dieser Punkt heißt der Frostpunkt (der natürliche). Bringt man hierauf die Kugel in siedendes Wasser, so steigt das Queckſilber wieder bis zu einem bestimmten Punkte S, der Siedpunkt genannt, bei dem es unveränderlich bleibt, so lange die Kugel in kochendem Wasser ist. Der Abstand FS beider festen Punkte heißt der Fundamentalabstand. Man

befestigt hierauf das Instrument auf einem Brett, und theilt den Fundamentalstand in 80 gleiche Theile, und setzt diese Theilung unter F und über S fort, so weit die Röhre reicht. Bei F wird Null gesetzt, und von da die Grade auf- und abwärts gezählt.

Anm. Bei der Bestimmung des Siedpunktes muß jederzeit zugleich der Barometerstand bemerkt werden, weil, wie wir in der Folge sehen werden, der Siedpunkt nach Verschiedenheit des Drucks der Luft ein klein wenig veränderlich ist.

§. 6. Theilt man FS in 180 Theile, macht FK = 32 solchen Theilen, schreibt bei K Null, und zählt wo da die Grade ab- und aufwärts, so daß bei F 32, bei S 212 zu stehen kommt, so hat man ein Fahrenheitsches Thermometer, an welchem K der künstliche Frostpunkt heißt. Wird das Instrument nicht mit Queckſilber, sondern mit verdünntem Weingeist gefüllt, aber wie §. 5. graduirt, so hat man das eigentliche Reaumürsche Thermometer. Die neue französische Scale des Queckſilberthermometers, ist mit der schwedischen Scale des Celsius einerlei; der Fundamentalabstand ist in 100 Theile getheilt, die man von dem Frostpunkte an zählt.

Anm. 1. Von der hunderttheiligen Eintheilung läßt sich schwerlich irgend ein Vortheil angeben; aber ein unzweideutiger Nachtheil ist es, daß sie ohne Noth die Mannigfaltigkeit der Thermometer-Sprachen vermehrt hat. Wer Thermometergrade angiebt, muß daher nie unterlassen, die Scale anzugeben, von welcher er redet.

2. Ein genaues Thermometer ist eine viel größere Seltenheit, als man gewöhnlich glaubt. Seine Verfertigung wird durch mehrere Umstände erschwert. Eine Hauptschwierigkeit liegt darin, daß es ungemein schwer ist, eine Glasröhre auch nur von einigen Zollen Länge zu finden, die inwendig genau cylindrisch wäre. Vor der Verfertigung

kann und muß der Künstler die Röhren durch das sogenannte Calibriren (Gehler I. S. 253.) untersuchen. Kauft man aber das Instrument schon fertig, so kann man es nicht füglich anders prüfen, als dadurch, daß man es unter sehr verschiedenen Temperaturen mit einem andern vergleicht, von dessen Genauigkeit man überzeugt ist. Auch die Bestimmung der Fundamentalpunkte erfodert viele Sorgfalt, worüber sich das Nähere in der Folge zeigen wird. Endlich ist noch zu bemerken, daß, wenn auch ein Thermometer fehlerfrei gefertigt ist, man doch irren würde, wenn man glaubte, daß gleiche Grade des Thermometers auch gleiche Zunahme im Volumen des Queckſilbers anzeigten. Denn bei höhern Wärmegraden ist das Glas selbst nicht unbedeutend ausgedehnt, also der innere cylindrische Raum, der einem Grade zugehört, größer, als bei niedrigern Temperaturen. Hiezu kommt noch, daß man bei dem Gebrauch selten das ganze Instrument in die zu prüfende Temperatur versetzen kann. Gewöhnlich taucht man nur die Kugel in den zu prüfenden Raum, und dann erhält die Röhre in jedem Punkte ihrer Länge eine andere Wärme, also auch eine andere Ausdehnung, die sich gar nicht in Rechnung bringen läßt. (M. s. in den Abhandl. der Berl. Acad. v. d. Jahren 1816 und 1817 die Abhandlung: Über den Einfluß der Ausdehnung des Glases auf die Anzeigen des Thermometers.) Über das Technische bei der Anfertigung der Thermometer findet man viel Brauchbares in Luz'ens Anweisung zur Verfertigung der Thermometer. Nürnberg 1781.

Biot hat in der Übersetzung dieses Lehrbuchs eine von Gay Lüssac erfundene Methode beschrieben, eine Röhre, die im Innern nicht cylindrisch ist, doch so zu theilen, daß die äußern Grade innern gleichen Räumen entsprechen. Da es bei vielen Versuchen von großer Wichtigkeit ist, eine genaue Scale zu haben, so fügen wir die Beschreibung dieser Methode hinzu.

In die ausgesuchte Röhre bringt man etwas Queckſilber, so daß es eine beliebige Länge von ein bis zwei Zoll einnimmt. Verschließt man beide Öffnungen der Röhre mit dem Finger, so kann man durch kleine Neigungen, die man der

Röhre gegen den Horizont giebt, und durch wechselndes Öffnen und Verschließen der Öffnungen diese Queckſilberſäule an jede beliebige Stelle der Röhre bringen. Man bringt ſie alſo zuerſt ganz nahe an das eine Ende der Röhre, und bemerkt aufs genaueſte ihre Endpunkte. Dann rückt man das Queckſilber ſo weit fort, bis ſein Anfangspunkt genau auf den vorigen Endpunkt trifft, und bemerkt nun den jetzigen Endpunkt. Dann bringt man das Queckſilber bis zu dieſem Endpunkt, und fährt damit durch die ganze Länge der Röhre fort. Auf dieſe Art erhält man eine erſte Eintheilung, wozu im Innern gleiche Räume gehören; nur ſind dieſe Theile noch zum thermometriſchen Gebrauch zu groß.

Hierauf läßt man von dem Queckſilber ungefähr die Hälfte heraus, und bringt das übrige in der Röhre ſo auf den erſten der erhaltenen Theile, daß ihre Anfangspunkte zuſammenfallen. Jetzt bemerkt man den Endpunkt des Queckſilbers und bringt dieſen hierauf auf den Endpunkt deſſelben erſten Theiles der erſten Eintheilung. Jetzt bemerkt man die Stelle, wo der Anfangspunkt des Queckſilbers ſteht. Hätte man zufällig genau die Hälfte des Queckſilbers herausgelaſſen, ſo würden die beiden ſo bemerkten Punkte zuſammenfallen, hat man aber etwas zu viel oder zu wenig herausgelaſſen, ſo liegen ſie nahe beiſammen, und man kann unbedenklich den kleinen zwiſchen ihnen liegenden Theil der Röhre für cylindriſch annehmen. Daher kann man durch Halbirung ihres Abſtandes ſehr genau die Mitte des erſten Theils finden. Auf die nämliche Art kann man alle folgenden Theile halbiren, wodurch man noch einmal ſo viel Theile, als durch die erſte Arbeit erhält.

Läßt man nun von dem noch vorhandenen Queckſilber wieder ungefähr die Hälfte heraus, ſo kann man auf dieſelbe Art alle Theile der zweiten Arbeit halbiren. Man kann dieſe Arbeit ſo oft wiederholen, bis jede zwei auf einander folgende Theile keinen bemerklichen Unterſchied in der Länge zeigen, wo dann jeder dieſer Theile ferner unbedenklich in eine beliebige Anzahl gleicher Theile unmittelbar getheilt werden kann.

Hat man auf dieſe Art eine genaue Theilung der Röhre zu Stande gebracht, ſo läßt man an das eine Ende der

Röhre eine Kugel anblasen, füllt dann das Instrument mit Queckſilber, und kocht dieſes in der Kugel ſelbſt aus. Endlich ſucht man auf die gewöhnliche Art den Froſtpunkt und Siedpunkt; und bemerkt nur genau die Anzahl der zwiſchen ihnen liegenden Grade, ſo hat man ein Thermometer, das zwar keine der gewöhnlichen Scalen, aber doch gleiche Grade hat. Seine Anzeigen können aber leicht in die der gewöhnlichen Scalen verwandelt werden. Denn hält dies Thermometer n Grade im Fundamental-Abſtand, ſo muß man die Anzeigen deſſelben

mit $\frac{80}{n}$ oder $\frac{100}{n}$, oder $\frac{180}{n}$ multipliciren,

um ſie in 80theilige oder 100theilige, oder Fahrenheitſche Grade zu verwandeln.

§. 7. Es kommen oft Fälle vor, wo es wichtig iſt, ſehr geringe Veränderungen der Wärme zu beobachten. Dazu dient das Differential-Thermometer, deſſen Einrichtung im Weſentlichen folgende iſt.

Eine Glasröhre iſt bei A und B Fig. 34. ſo umgebogen, daß der Theil AB horizontal liegt, die Schenkel AC und AD aber lothrecht ſtehen. Bei C und D ſind Glaskugeln angeblaſen. Der untere Theil iſt etwa bis E und F mit einer gefärbten Flüſſigkeit gefüllt, wozu man gewöhnlich Schwefelſäure nimmt, die mit Carmin roth gefärbt iſt. Über die Flüſſigkeit befindet ſich in beiden Schenkeln Luft. Hat nun dieſe Luft in beiden Kugeln gleiche Expanſivkraft, ſo drückt ſie bei E und F gleich ſtark auf die Flüſſigkeit, die daher in beiden Schenkeln gleich hoch ſteht. Wird aber die Luft in der einen Kugel, etwa in D, nur ſehr wenig erwärmt, ſo wird ſogleich die Flüſſigkeit bei E ſteigen und bei F ſinken. Befindet ſich nun an beiden Schenkeln eine beliebige Scale, ſo kann man kleine Unterſchiede der Wärme beſtimmter beobachten. Die Scale kann willkührlich ſein, weil der Zweck nicht iſt, beſtimmte Grade der Wärme,

sondern nur die kleinsten Veränderungen bemerklich zu machen.

Anmerk. Dieser §. enthielt in den früheren Ausgaben die Beschreibung des Luft-Thermometers. So wichtig dies Instrument in wissenschaftlicher Rücksicht ist, so scheint es doch zweckmäßiger, seine Beschreibung auf den 5ten Abschnitt von der Luft zu versparen, da es eigentlich den Zweck hat, den Einfluß der Wärme auf die Luft genau zu bestimmen.

§. 8. Das Queckſilber hat als thermometrische Substanz folgende entscheidende Vorzüge. 1) Es verträgt mehr Hitze, als irgend eine andere Flüssigkeit, ehe es siedet, oder sich verflüchtigt, und es kann die Scale desselben über dem Südpunkt bis zu 252° De Luc, oder bis 600° Fahrenheit verlängert werden. Unter dem Frostpunkte kann die Scale bis 32° De Luc, oder — 40° Fahrenheit verlängert werden, bei welchem Grade das Queckſilber fest wird. Dieses ist ein Grad von Kälte, der bei uns in der Atmosphäre nie vorkommt. 2) Das Queckſilber kann leichter als andere Flüssigkeiten rein, und von immer gleicher Beschaffenheit erhalten werden. Daher können die Queckſilberthermometer leichter als andere übereinstimmend gemacht werden. 3) Das Queckſilber ist gegen die Wärme empfindlicher als andere flüssige Materien, d. h. es nimmt Wärme und Kälte schnell an. 4) Den wichtigsten Vorzug erhält es dadurch, daß seine Ausdehnung, wenigstens zwischen dem Frost- und Siedpunkte, dem wirklichen Gange der Wärme ziemlich proportional zu sein scheint, wie besonders De Luc durch eine Reihe sorgfältiger Versuche gezeigt hat.

Anmerk. Es wird nicht überflüssig sein, über die Beschaffenheit der De Luc'schen Versuche etwas hinzuzufügen, weil es scheint, daß sie von manchen Naturforschern für unsicherer gehalten werden, als sie bei einem zweckmäßigen Ver-

fahren sind. Wenn man kaltes und warmes Wasser zusammengießt, so erhält die Mischung eine mittlere Temperatur, die sich berechnen läßt, wenn man annimmt, daß zu gleichen Graden des Quecksilber-Thermometers gleiche Grade der Wärme gehören. Durch wirkliche sorgfältige Versuche aber kann man finden, ob das Resultat der Rechnung durch Erfahrung bestätigt werde.

Die Theorie dieser Versuche ist einfach, und kürzlich folgende. A sei das Gewicht des kalten, und B das des warmen Wassers; t sei die Anzahl der Grade, um welche B nach dem Quecksilber-Thermometer wärmer als A ist, so kann man t als das Maaß der Wärme betrachten, die in jeder Gewichtseinheit von B mehr, als in einer Gewichtseinheit von A enthalten ist. In diesem Sinne ist Bt die gesammte Wärme, die in der Masse B überschüssig über die Wärme von A ist. Mischt man nun A und B, so vertheilt sich die Wärme Bt gleichförmig durch die Masse A + B, also ist nun die in jeder Gewichtseinheit dieser Masse überschüssige Wärme, über die Wärme von A

$$= \frac{Bt}{A + B}.$$

Dieses ist also die Wärme, welche ein Quecksilber-Thermometer in der Mischung zeigen sollte.

Um nun das Resultat einer solchen Rechnung mit der Erfahrung zu vergleichen, dürfte folgendes Verfahren das zweckmäßigste sein. Man verschaffe sich zuerst beträchtliche Quantitäten Wasser von 0° und 80°. Jenes dadurch, daß man auf eine beträchtliche Menge Eis frisches Wasser gießt, welches dadurch die Temperatur 0° annimmt, und so lange behält, als noch eine beträchtliche Menge ungeschmolzenen Eises vorhanden ist. Eine andere Menge Wasser erhalte man in beständigem Sieden, so bleibt ihre Wärme unveränderlich entweder 80°, oder nach Verschiedenheit des Barometerstandes ein klein wenig drüber oder drunter, welches aber genau beobachtet werden kann. Dieses ist der Werth von t in unserer Formel. Man wähle ferner zwei Gläser mit gut eingeriebenen Glasstöpseln, fülle das eine mit Eiswasser, das andere mit siedendem, und wiege, wieviel jedes faßt. Dieses sind die Werthe von A und B. Das Gefäß zur Mischung wähle man so, daß es nicht viel mehr als

A + B faßt. Man sieht leicht, daß nach diesen Vorbereitungen der Mischungsversuch schnell hinter einander sehr oft wiederholt werden kann, da man die Gläser, an Schnüren hangend, sehr schnell füllen kann. Bei der ersten Mischung wird der Erfolg beträchtlich von der Formel abweichen, weil die Wärme des Mischgefäßes in der Regel viel niedriger sein wird, als die mittlere Temperatur, wodurch also die Wärme der Mischung bedeutend vermindert werden wird. Das Mischungsgefäß selbst aber wird hiedurch erwärmt, und wird also bei einer zweiten Wiederholung schon weniger Einfluß haben. Man sieht aber leicht, daß die Wärme dieses Gefäßes bei jeder folgen Wiederholung sich der wahren Wärme der Mischung immer mehr nähern wird. Wiederholt man daher den Versuch so oft, bis man in der Mischung immer dieselbe Wärme findet, so ist es klar, daß man der wahren mittlern Wärme sehr nahe komme. Man würde die mittlere Wärme vollkommen erreichen, wenn nicht noch eine zweite störende Ursache vorhanden wäre: nämlich die Berührung der Luft und die Verdunstung des Wassers, beide kühlen ab. Allein da jeder einzelne Versuch von dem Augenblicke des Zusammengießens bis zur Beobachtung des Thermometers nur einige Secunden dauert, so kann dieser Einfluß nie groß werden.

Eine solche Reihe von Versuchen nenne ich einen Versuch, weil sie nur zu einem Resultat führen. Für einen zweiten, oder mehrere dergleichen Versuche hat man nichts zu thun, als das Verhältniß von A und B zu ändern, und z. B. A einmal, B zweimal, oder A einmal B dreimal, oder A zweimal B dreimal ꝛc., oder auch umgekehrt in die Mischung zu bringen. Auch kann man statt beider Gläser zwei andere nehmen, deren innere Räume ein anderes Verhältuiß haben. Werden die Versuche auf diese Art angestellt, so zeigen sie zwar keine vollkommene Übereinstimmung der Wärme mit dem Thermometer, aber doch eine sehr starke Annäherung. Allerdings fand De Luc, daß die höheren Grade der Scale ein wenig größer sein müßten, als die niedrigen, wenn sie genau gleiche Wärmegrade zeigen sollten. M. s. übrigens De Luc's Untersuchungen über die Atmosphäre, a. d. Fr. Leipzig 1776. Th. I. S. 355 ff Einen andern nicht unwichtigen Beweis für den überein-

stimmenden Gang des Thermometers und der Wärme werden wir im 5ten Abschnitt finden.

§. 9. Wenn gleich das Queckſilber-Thermometer außer dem Fundamentalabſtande nicht mehr zur wirklichen Meſſung der Wärme dienen kann, ſo kann doch durch daſſelbe jeder Grad der Wärme wenigſtens beſtimmt angedeutet werden, ſo daß man ihn ſicher hervorbringen oder beobachten kann. Verbindet man nun mit dem Queckſilber-Thermometer ein anderes mit Weingeiſt (am beſten mit reinem) gefülltes, ſo kann man vermittelſt deſſelben auch diejenigen Grade der Kälte beſtimmen, die noch unter dem Froſtpunkte des Queckſilbers liegen. Durch Verbindung beider iſt man daher im Stande, alle Temperaturen, von der Hitze des ſiedenden Queckſilbers an (+ 252° De Luc) abwärts, bis zu den äußerſten Graden der Kälte, wenigſtens beſtimmt anzugeben, und ihr Verhältniß gegen einander zu ſchätzen.

Von Pyrometern.

§. 10. Pyrometer (Feuermeſſer) ſind eigentlich Vorrichtungen, welche den Zweck haben, ſolche Grade der Hitze zu ſchätzen, die nicht mehr vermittelſt des Queckſilber-Thermometers meßbar ſind. Man nennt aber öfter auch ſolche Vorrichtungen Pyrometer, welche nur bloß (wie die oben §. 3. bei Nr. 1. beſchriebene) den Zweck haben, Ausdehnungen feſter Körper durch die Hitze einigermaßen zu vergleichen. Weil dergleichen Vorrichtungen (wie z. B. die bekannte Muſchenbröckſche) nicht geeignet ſind, Grade der Hitze zu meſſen, oder auch nur beſtimmt anzugeben, ſo ſollte man ſie lieber Pyroſkope nennen.

Was die eigentlichern pyrometriſchen Mittel betrifft, ſo wollen wir in der Anmerkung zu dieſem §.

einige Nachricht geben, 1) von Wedgewoods Pyrometer; 2) von Newtons, und 3) von Biots Verfahren, höhere Grade der Hitze zu schätzen.

1) Dem Verfasser dieses Lehrbuchs ist in deutschen Schriften nirgends eine so vollständige Beschreibung des Wedgewoodschen Pyrometers vollkommen, daß ein Künstler versuchen könnte, es nachzuahmen.

Es beruht auf der schon oben in der 2. Anm. zu §. 3. beschriebenen Eigenschaft solcher Mischungen von Kiesel- und Thon-Erde, wie man sie im reinen Töpfer-Thon, oder Porcellan-Thon findet. Aus einem Teig von solchem Thon ließ Wedgewood würfelförmige Körper verfertigen, und diese auf einem erhitzten Eisenbleche bei anfangender Rothglühhitze trocknen. Die anfängliche Größe dieser Körper muß so sein, daß sie nach dieser Austrocknung noch etwas mehr als 0,5 Zoll Seitenlänge behalten. Wird ein solcher Körper in eine noch höhere Hitze gebracht, so schwindet er noch mehr zusammen, und den Grad des Schwindens nimmt Wedgewood für das Maaß der Hitze. Es kam also noch auf eine Vorrichtung an, dieses Schwinden genau zu messen, und Wedgewood bediente sich dazu folgender höhst einfachen Geräthschaft. Auf einer Metallplatte AB Fig. 35. die nur wenige Zoll breit, aber $1\frac{1}{2}$ bis 2 Fuß lang sein kann, denke man sich zwei vierkantige Stäbe CE und DF so aufgelöthet, daß die Seitenflächen, welche sie einander zukehren, bei CD genau 0,5 bei EF aber nur 0,3 Zoll von einander abstehen. Hierauf werden die getrockneten Thonkörper so weit abgeschliffen, daß jeder bei G genau zwischen die beiden Stäbe paßt. Bei 0, wo die innere Seite des Körpers liegt, fängt sich eine Theilung an. Es wird nämlich jeder Stab, von 0 bis zu dem Ende bei E in 240 Theile getheilt, und man begreift leicht, daß die Zahlen, die nun von 0 an gegen E, zu den Theilungen geschrieben werden, anzeigen, um wieviele 240stel der Differenz CD — EF (= 0, 2 Zoll), die Stäbe an jeder Stelle von einander abstehen. Bringt man nun einen genau abgeschliffenen Thonkörper in eine höhere Hitze, z. B. auf ein Stück Eisen, das scharf zum Schweißen angeglüht ist, und läßt ihn so lange darauf, bis man sicher ist, daß er diese Hitze ange-

nommen habe, so ist er kleiner geworden. Nimmt man ihn nun weg, und bringt ihn abgekühlt zwischen die Maßstäbe, so läßt er sich tiefer hineinschieben, z. B. bis H, und die Zahl, bei welcher die hintere Fläche stehen bleibt (in der Figur ungefähr 90), ist der Wedgewoodische Pyrometer-Grad.

Der Erfinder hat versucht, die Grade seines Pyrometers mit der Fahrenheitschen Quecksilber-Scale zu vergleichen. Er bediente sich dazu eines Stabes von Silber, und bestimmte zuerst mit der äußersten Sorgfalt, um wieviel er sich vom Frostpunkt bis zum Siedpunkt, ferner um wieviel er sich von da bis zu der anfangenden Rothglühhitze ausdehnte. Nahm er nun an (was freilich nicht genau, aber als Schätzung wohl zulässig ist), daß die Ausdehnung des Silbers gleichförmig mit der Wärme geschehe, so konnte er berechnen, auf welchen Grad der Fahrenheitschen Scale der Anfang der Rothglühhitze falle. Er fand, daß dieser Grad 1077,5 der Fahrenheitschen Scale sei. Dann brachte er die Silberstange in eine noch größere Hitze von einigen Pyrometergraden, und untersuchte wieder ihre Verlängerung und so fand er, daß ein Grad seines Pyrometers 130 Graden der Fahrenheitschen Scale gleich sei.

Anm. Die hier gegebene Beschreibung von der Construction des Pyrometers ist nicht genau die eigentlich Wedgewoodische. Die Vertiefung zwischen den Maßstäben machte W. nicht vierkantig, sondern rund, so daß sie eigentlich die Gestalt eines abgekürzten Kegels hatte, und eben diese Gestalt bekamen daher auch die Thonkörper. Aber obige Construction war nicht nur leichter deutlich zu machen, sondern der Verfasser hält sie auch für zweckmäßiger und genauer.

Das Wedgewoodische Pyrometer ist bis jetzt das einzige directe Mittel, höhere Grad der Hitze zu bestimmen. Um desto mehr ist zu bedauern, daß man bei Wiederholung der Versuche die Anzeigen desselben sehr unsicher gefunden hat. Vielleicht ist eben dieses der Grund, warum der Erfinder in späteren Zeiten gar keine Instrumente dieser Art mehr hat anfertigen lassen. Es ist nicht einmal ganz sicher bekannt, ob er sich zur Verfertigung der Körper einer künstlichen Mischung von Thon- und Kieselerde, oder, was wahrscheinlicher ist, einer natürlichen bedient habe. Aus

diesem Grunde wird es nicht möglich sein, ein genaues Wedgewoodisches Instrument herzustellen. Dagegen ist nicht zu zweifeln, daß man aus einer recht reinen Thonart ein ähnliches, und vielleicht selbst besseres Pyrometer, wenn auch mit andern Werthen der Grade, wieder anfertigen könnte. Zu den Unvollkommenheiten des eigentlichen Wedgewood'schen Instruments gehört, daß offenbar die anfangende Rothglühhitze ein ziemlich unbestimmter Grad ist, und daß man lieber dazu einen etwas niedrigern, aber bestimmteren Grad wählen sollte, z. B. den, wo reines Blei oder Zinn schmilzt. Auch würde man dadurch der Unvollkommenheit ausweichen, daß das Instrument, so wie es der Erfinder verfertigte, zwischen dem Siedpunkt des Queckſilbers und und der Rothglühhitze eine Lücke läßt, in welcher wir kein Instrument zur Abmessung der Wärme besitzen. Auch dürfte es besser sein, die Maßstäbe statt in 240 in 200 Theile zu theilen, weil dann jeder Grad anzeigt, um wie viele Tausendtheile des Zolles der Körper in jeder Richtung geschwunden sei, vorausgesetzt, daß CD = 0,5 und EF = 0,3 Zoll ist Wedgewoods Original-Aufsätze findet man in den Philos. Trans. Vol. 72. Art. 19,; Vol. 74. Art. 27.; Vol. 76. Art. 22. Kürzere Nachrichten sehe man in Cavallo's Handb. der Exp. Naturlehre, übersetzt von Tromsdorf. Th. 3. S. 46. ff.

2) Man hat mehrere sinnreiche indirecte Mittel zur Bestimmung höherer Wärmegrade erfunden. Die hier zu beobachtenden Gränzen erlauben indessen nur eine kurze Anzeige, da die Theorie derselben nicht so einfach ist.

Schon Newton bestimmte höhere Grade der Hitze sehr scharfsinnig aus der Zeit, in welcher ein erhitzter Körper erkaltet. Er nahm eine beträchtliche Eisenmasse, erhitzte sie bis zum Weißglühen, und legte auf sie kleine Stückchen von Gold, Silber und andern Metallen, die sogleich schmolzen; hierauf brachte er das Gauze an einen Ort; wo ein ganz gleichförmiger Luftzug und möglichst gleiche Temperatur herrschte. Dann beobachtete er die Zeit, bei welcher jedes Stückchen Metall fest wurde, und hieraus berechnete er den Grad der Hitze. Er gründete diese Rechnung auf eine Hypothese, die aus Gründen a priori wahrscheinlich, und durch spätere Untersuchungen als rich-

tig, oder als annähernd innerhalb gewisser Gränzen bestätigt ist: daß nämlich, alles übrige gleich gesetzt, die Wärme, welche ein erhitzter Körper über die Wärme der umgebenden Luft überschüßig hat, beim Erkalten nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe abnehme. Newton's eigener Aufsatz hierüber ist sehr kurz. Man findet ihn in seinen von Castillon gesammelten Opusculis; Lausannae et Genevae 1744. Tom. II. Opusc. XXI. p. 419. ff. Auch haben Seur und Jacquier in ihrer Ausgabe von Newtons Principien Tom. III. p. 51. und 640. einiges hierüber beigebracht. In Lamberts Pyrometrie werden im 3ten Theil S. 136. ff. die Gesetze der Erwärmung und Erkältung sehr vollständig erörtert. Die gründlichsten Untersuchungen über diese Theorie findet man in Biot Traité de physique exp. et math. Tom. IV. p. 618 - 643. Wir bemerken nur noch, daß Newton's Grundsatz für den Fall, auf welchen er ihn anwendete, als annähernd richtig gelten kann, daher auch seine Bestimmungen mit späteren auf andere Art gemachten ziemlich gut zusammentreffen, welches um so merkwürdiger ist, da zu seiner Zeit die Thermometrie noch in ihrer ersten Kindheit war. Sonst hängt die Erkältung der Körper, außer der Hitze, die sie über dem umgebenden Raum haben, noch von von mehrern Dingen ab, namentlich von der Größe und Beschaffenheit der Körper, ja selbst von der Farbe der Oberfläche.

3) Ein nicht minder sinnreiches Mittel zur Bestimmung höherer Wärmegrade hat neuerlich Biot angegeben. Er hat Versuche angestellt über die Verbreitung der Wärme in einem metallnen Stabe, dessen eines Ende sich in einem Raume befindet, wo eine gleichbleibende hohe Temperatur herrscht, und er hat gefunden, daß, wenn man diesen Stab in gleiche Theile eintheilt, die Wärme, welche in jedem Theilpunkte überschüssig über die der umgebenden Luft ist, in einer geometrischen Progression abnimmt, sobald der Beharrungszustand eingetreten ist. Man sieht leicht, wie durch Beobachtung der Wärme an den Theilpunkten die Hitze des äußersten Punktes berechnet werden könne. Eine kurze Nachricht hievon findet man in der franz. Übersetzung der ersten Ausgabe dieses Grundrisses bei §. 9. Sehr voll-

ständige und gründliche Untersuchungen giebt Biot in dem kurz vorher angeführten Werke.

Einige feste oder merkwürdige Punkte der Thermometer- und Pyrometer-Scalen.

§. 11. Außer dem Frost- und Siedpunkte hat man vermittelst der jetzt beschriebenen Instrumente noch eine Menge merkwürdiger Wärmegrade beobachtet, wovon wir einige hier mittheilen.

Thermometergrade.	De Luc.	Fahrenheit.	Wedgewood.
Queckſilber gefriert, bei	— 32	— 40	
Fahrenheits künſtlicher Froſtpunkt.	— 14 2/9	∓ 0	
Waſſer gefriert, bei	∓ 0	+ 32	
Tiefſte Keller in unſern Gegenden. Angenehme Frühlingswärme	+ 10	+ 54	
Gemäßigte Sommerwärme.	+ 14	+ 64	
Phosphor entzündet ſich	+ 20	+ 77	
Wärme des menſchlichen Bluts	+ 30	+ 99	
Wachs ſchmilzt	+ 48	+ 140	
Alcohol ſiedet	+ 63	+ 174	
Waſſer ſiedet	+ 80	+ 212	
Schwefel ſchmilzt	+ 90	+ 234	
Zinn ſchmilzt	+ 164	+ 400	
Wismuth ſchmilzt	+ 190	+ 460	
Blei ſchmilzt	+ 226	+ 540	
Queckſilber ſiedet	+ 252	+ 600	

Pyrometergrade.	De Luc.	Fahrenheit.	Wedgewood.
Eisen glüht bei Tage roth	+ 464	+ 1077	0
Kupfer schmilzt	+ 2024	+ 4587	27
Silber —	+ 2082	+ 4717	28
Gold —	+ 2315	+ 5237	32
Größte Schweißhitze des Eisens	+ 5953	+ 13427	95
Größte Hitze einer Schmiede-Esse	+ 7687	+ 17327	125
Gußeisen schmilzt	+ 7976	+ 17977	130

Mehrere dergleichen Grade sehe man in Lamberts Pyrometrie §. 508. Gehler IV. p. 344. und 363. Klügels Encycl. III. p. 393.

Anmerkung über den Fahrenheitschen Nullpunkt.

Anfänglich bestimmte Fahrenheit den unteren festen Punkt seiner Scale durch Mischung von Schnee, entweder mit Salmiak, wie fast in allen Büchern steht, oder mit Kochsalz, wie Thomson in seiner Chemie sagt. Zum obern Punkte nahm er die Wärme des Blutes. Den Raum zwischen beiden theilte er in 96 Theile. Späterhin setzte er seine Untersuchungen gemeinschaftlich mit Boerhave in Holland fort, und sie fanden es besser, den Frostpunkt und Siedpunkt des Wassers als feste Punkte zu wählen; jenen setzten sie auf 32°, diesen auf 212° der obigen Scale fest. Dieses ist die Entstehung der gegenwärtigen Einrichtung. Es sind aber hiebei einige Dunkelheiten, die ich aufzuklären nicht im Stande gewesen bin. Ich habe mehrmal die oben angegebenen beiden Mischungen sorgfältig untersucht, habe aber keine gefunden, welche den Fahrenheitschen Nullpunkt genau gäbe. Salmiak und Schnee giebt eine geringere, Kochsalz und Schnee eine etwas größere Kälte. Original-Nachrichten von Fahrenheits Verfahren habe ich nirgends gefunden, denn was in den Philos. Trans. darüber gesagt wird, ist ganz unbestimmt. Auch in Boerhaves Chemie findet sich nichts. Aber welche Mischung nun auch Fahrenheit gebraucht haben mag, so ist es doch gewiß, daß die Festsetzung des

natürlichen Frostpunktes auf 32° nicht genau ist, vielleicht weil man sie mit einem nicht calibrirten Thermometer machte. Auch ist nach unserer jetzigen Scale die Blutwärme nicht 96, sondern 99°. Es versteht sich aber wohl von selbst, daß es thörigt wäre, wenn man dieser Ungewißheiten wegen das allergeringste in der gegenwärtigen Einrichtung des Fahrenheitschen Thermometers ändern wollte. Eine Scale erfüllt alles, was man billiger Weise fodern kann, wenn ihre festen Punkte genau bestimmt sind, und dieses ist bei der gegenwärtigen Einrichtung der Fall.

§. 12. Die vollständige Entdeckung der Gesetze, nach welchen die Ausdehnung oder Expansivkraft der Körper mit der Wärme wächst, würde, da die Wärme eine so wichtige Rolle in der Natur spielt, eine der wichigsten Entdeckungen sein, die in dem Gebiete der Natur-Wissenschaft gemacht werden können. Gegenwärtig sind unsere Kenntnisse in Ansehung dieser Gesetze noch sehr dürftig. Sie beschränken sich größtentheils nur darauf, daß man bei vielen Körpern genauer zu bestimmen versucht hat, um wieviel sie sich von 0° bis 80° der achtzigtheiligen Scale ausdehnen. Bei allen den festen und tropfbaren Körpern, deren Ausdehnung man auch in einigen Zwischengraden untersucht hat, zeigt sich aber deutlich, daß die Ausdehnung zwar mit der Wärme zunimmt, daß sie aber nicht einmal mit dem Gange des Queckſilbers, also noch weniger mit der Wärme selbst gleichen Schritt hält, und man muß es als ein zwar unbestimmtes, aber doch ganz allgemeines und erwiesenes Gesetz anzusehen, daß die Ausdehnung aller festen und tropfbaren Körper in höhern Graden der Wärme stärker wachse, als in niedrigen. Da indessen dieser Wachsthum der Körper sich bei steigender Wärme nur langsam, und vollkommen stätig beschleunigt, so darf man die Beschleuni-

gung in kleineren Theilen der Scale als Null betrachten, d. h. man darf die Ausdehnung als gleichförmig mit der Wärme wachsend ansehn, und dieses um so sicherer, je kleiner der Unterschied der Ausdehnungen an den beiden Endpunkten eines solchen Theils ist.

Da nun bei allen festen Körpern die Zunahme der Größe vom Frostpunkt bis zum Siedpunkt ungemein klein ist, so müssen die Veränderungen, die in dieser Zunahme von Grad zu Grad vorgehen, begreiflich noch viel kleiner sein. Und man darf daher ohne großen Fehler die Zunahme selbst von 0° bis 80° als gleichförmig betrachten. Nimmt daher die Länge eines festen Körpers von 0° bis 80° um die Länge a zu, so begeht man nur einen geringen Fehler, wenn man annimmt, daß sie für jeden einzelnen Grad der achtzigtheiligen Scale um $\frac{a}{80}$ wachse.

Auch bei tropfbaren Körpern ist die Ausdehnung von 0° bis 80° nur gering, aber doch viel größer, als bei festen. Daher wird hier die Anwendung dieser Regel unsicherer. Doch hat man beobachtet, daß sich bei allen tropfbaren Flüssigkeiten zwischen ihrem eigenen Frost- und Siedpunkte ungefähr in der Mitte ein beträchtlicher Theil findet, wo die Ausdehnung sehr langsam wächst. Hierin liegt der Grund, warum das Queckſilber innerhalb des Fundamentalabstandes sich einem gleichförmigen Gange sehr nähert. Bei solchen Flüssigkeiten hingegen, deren Siedpunkt viel niedriger liegt, als bei dem Queckſilber, besonders beim Weingeist, fallen gerade die stärksten Abweichungen von der Gleichförmigkeit in den Fundamentalabstand. Daher weicht hier die Annahme eines gleichförmigen Ganges beträchtlich von der Wahrheit ab. Liegt aber der eigenthümliche Frostpunkt einer

solchen Flüssigkeit, wie bei dem Weingeist, sehr tief unter dem Frostpunkt des Wassers, so ist man berechtigt anzunehmen, daß sich in Temperaturen unter 0° die Abnahme der Ausdehnung einem gleichförmigen Gange stärker nähere. Daher hat bei Untersuchungen über hohe Grade von Kälte das Weingeist-Thermometer einen doppelten Vorzug, nämlich einmal, daß es für die allerstärksten Grade der Kälte, die in unserer Gewalt stehen, brauchbar bleibt, und daß wir berechtigt sind, seinen Gang bei beträchtlicher Kälte für ziemlich gleichförmig zu halten.

Anmerk. Dalton hat für reine tropfbare Flüssigkeiten ein bestimmtes Gesetz der Ausdehnung aufgestellt, dessen Bestätigung von der größten Wichtigkeit für die Thermometrie sein würde. Allein die dazu erforderlichen Versuche scheinen noch nicht den nöthigen Grad von Bestimmtheit und Genauigkeit zu haben. Es ist aber sehr zu wünschen, daß es andern geschickten Naturforschern nicht an Zeit und Neigung fehlen möge, Dalton's Behauptungen einer strengen Prüfung zu unterwerfen. M. s. übrigens Dalton's neues System der chem. Naturwissenschaft; übersetzt von Wolf. Berlin, 1812. Abschnitt 1.

§. 13. Um die Größe solcher Ausdehnungen und ihre Verhältnisse anschaulicher zu machen, fügen wir folgende, aus Gehler's ph. W. B. III. 571. entlehnte Tabelle hinzu. Sie kann unter andern dazu dienen, sichtbar zu machen, wie schwierig die genaue Messung so kleiner Größen ist, da die Bestimmungen der sorgfältigsten Beobachter so beträchtlich von einander abweichen. Die Zahlen der Tabelle sind Hunderttausendtheile der Länge, welche eine Stange bei 0° hat.

	Muschenbroeck	Ellicott.	Bouguer.	Don Juan.	Condamine.	Herbert.	Smeaton u. Ramsden.
Gläserne Röhren	—	—	78	60	—	86	83
Gold	—	73	94	—	—	—	—
Blei	142	155	109	—	—	262	286
Zinn	141	—	—	—	—	212	248
Silber	—	103	73	—	—	189	—
Messing	101	95	—	204	—	172	193
Kupfer	80	89	—	167	174	156	170
Stahl	77	56	—	127	—	—	122
Eisen	73	60	55	92	106	107	125

Smeaton's und Ramsden's Versuche scheinen vorzügliches Vertrauen zu verdienen. Eine kurze Beschreibung ihrer sehr zweckmäßigen Geräthschaft findet man in Cavallo's Handb. der Exp. N. L. Th. 3. S. 59. der Tromsdorf'schen Übersetzung. Noch fügen wir hinzu

Metalle		nach	Flüssigkeiten.	
Gold	0,001678	Berthoud	Queckſilber	0,0165
Silber	0,002124	——	Wasser	0,037
Platin	0,000807	Borda	Leinöl	0,072
			Weingeist	0,087

Die Ausdehnungen der Flüssigkeiten sind entlehnt aus Lichtenbergs N. L. 5te Ausg. S. 394.

Sehr genaue Untersuchungen über die Ausdehnung des Glases von 10 zu 10 Graden, hat De Luc angestellt. M. s. Philos. Trans. Vol. 68. Part. 1, No. 20. Wem die bloßen Resultate genügen, findet sie unter andern in der oben §. 6. Anm. 2. aus den Schriften der Berl. Acad. angeführten Abhandlung. Über die Ausdehnung des Eisens hat ein schwedischer Naturforscher Hällström sehr genaue Versuche von 20 zu 20 Graden angestellt. M. s. Gilbert's Annalen B. 36. S. 52. ff. Eben daselbst findet man auch eine Beschreibung der dabei gebrauchten Geräthschaft.

Wenn sich ein Körper in allen Richtungen gleich stark ausdehnt, und seine Länge = 1, geht über in 1 + x, so geht

die Größe seiner Oberfläche über in $(1+x)^2$, und sein ganzes Volumen in $(1+x)^3$. Wenn nun x eine durch die Wärme bewirkte Ausdehnung vorstellt, so ist es, wie die Zahlen im §. zeigen, sehr klein, und man kann daher mit Weglassung der höhern Potenzen von x setzen: $(1+x)^2 = 1+2x$; $(1+x)^3 = 1+3x$. Hieraus ist klar, daß man die Vergrößerung der Oberfläche erhält, wenn man alle Zahlen des §. mit 2, die Vergrößerung aber des des ganzen Körpers, wenn man alle Zahlen mit 3 multiplicirt.

Einfluß der Wärme auf das specifische Gewicht fester und tropfbarer Körper.

§. 14. Ein Körper dehne sich von 0° bis 80° in der Länge im Verhältniß $1 : 1+x$ aus, so kann man nach §. 12. ohne erheblichen Fehler annehmen, daß er sich von 0° bis t° im Verhältniß

$$1 : 1 + \frac{tx}{80}$$

ausdehne. Wächst aber seine Länge in diesem Verhältniß, so vergrößert sich sein Volumen, nach der Anm. zu dem vorigen §. im Verhältniß

$$1 : 1 + \frac{3tx}{80}.$$

Bei dieser Vergrößerung seines Volumens, wird sich also sein specifisches Gewicht in dem umgekehrten Verhältniß nämlich

$$1 + \frac{3tx}{80} : 1$$

vermindern. Nennt man also das specifische Gewicht eines Körpers bei 0 Grad g, und bei t Grad g', so ist

$$g' = \frac{g}{1+\frac{3tx}{80}} \text{ oder beinahe } g\left(1-\frac{3tx}{80}\right).$$

Will man bloß das Verhältniß von $g : g'$ wissen, so kann man $g = 1$ setzen.

Nach Ramsden und Smeaton dehnt sich Messing von 0° bis zu 80°, um 0,00193 in der Länge aus, also verhält sich sein specifisches Gewicht bei 0° und 20°, wie $1 : 1 - \frac{3}{4}x =$ $1 : 1 - 0{,}00143 = 1 : 0{,}99535$. Wie hieraus das specifische Gewicht gegen Wasser, desgleichen das Gewicht von 1 Cub. Zoll Messing bei + 20° zu berechnen sei, ist leicht einzusehen.

Der Einfluß der Wärme auf luftförmige Stoffe, wovon in den vorhergehenden Ausgaben hier die Rede war, ist dem 5ten Abschnitte vorbehalten worden, wo der Gegenstand gründlicher als hier erörtert werden kann.

Achzehntes Capitel.

Veränderungen des Aggregatzustandes durch die Wärme.

§. 1. Zu den merkwürdigsten Wirkungen der Wärme gehört die schon im zweiten Capitel vorläufig erwähnte Veränderung des Aggregat-Zustandes. Es ist nöthig, hier etwas genauer diesen Gegenstand zu beleuchten.

Man hat in neuern Zeiten Mittel entdeckt, ganz außerordentliche Grade der Hitze hervorzubringen, von denen im 20sten Capitel einige Nachricht gegeben werden soll. Man kann aus den damit angestellten Versuchen den sicheren Schluß machen, daß es keinen einzigen festen Körper giebt, der einem zerstörenden Einfluß dieser Hitze widerstehen könnte. Es ist indessen die Wirkung nicht bei allen Körpern gleich. Sehr viele Körper werden durch die Hitze zersetzt, d. h. in ungleichartige Bestandtheile zerlegt. Dieses ist immer der Fall, wenn ein Körper aus ungleichartigen Bestandtheilen von sehr verschiedenen Graden der Flüchtigkeit besteht, die aber nicht durch eine allzugroße Verwandschaftskraft zusammenhängen. Wird z. B. roher Kalk (Marmor), der aus Kalkerde und Kohlensäure besteht, einer steigenden Hitze ausgesetzt, so entweicht von Grad zu

Grad ein immer größerer Theil der Kohlensäure in Luftgestalt, und es bleibt zuletzt bloße Kalkerde übrig, die nur durch die alleräußersten Grade der Hitze schmelzbar zu sein scheint. Ein anderes ähnlich Beispiel ist schon oben in der 2ten Anm. zu Cap. XVII. §. 3. erörtert worden. Es giebt eine ungemein große Menge von Körpern, welche eine solche Zersetzung leiden, ganz besonders gehören dahin alle Körper ohne Ausnahme, die man als ein Erzeugniß organischer Kräfte ansehen muß. Es giebt aber auch viele feste Körper, welche durch die Hitze weiter keine Veränderung leiden, als eine Schmelzung, d. h. eine Änderung des Aggregatzustandes ohne Zersetzung. Dahin gehören alle Metalle und die bisher für einfach gehaltenen Erden, ob man sich gleich durch Versuche mit der elektrischen Voltaischen Säule (m. s. unten Ab. VI. Cap. 40, §. 9.) überzeugt hat, daß sie aus einem metallartigen Grundstoff (Metalloid) und Oxygen zusammengesetzt sind.

Hiemit verbinde man die Betrachtung, daß eine Verdunstung, d. h. ein Übergang in den ausdehnsamen Zustand, bei den allermeisten festen und tropfbaren Körpern (wo nicht bei allen ohne Ausnahme), ganz unzweideutig statt findet. Und zwar erfolgt dieser Übergang nicht etwa bloß bei einer bestimmten höheren Temperatur, sondern unter allen, von der höhsten Kälte bis zur stärksten Hitze, aber bloß unsichtbar an der Oberfläche, und auf eine nicht unmittelbar bemerkliche Art. In der Hitze geht aber diese Verdunstung rascher vor sich, als in der Kälte. Bei vielen Körpern läßt sich dieses durch directe Versuche beweisen. Ein Stück trocknes Eis, der strengsten Kälte ausgesetzt, verliert täglich etwas an seinem Gewicht. Bei sehr vielen andern Kör

pern läßt es sich unzweifelhaft aus dem Geruch folgern, den sie verbreiten. Man weiß aber, daß sogar jedes Metall einen eigenen zwar schwachen, aber doch nicht unbemerkbaren Geruch hat. Es müssen aber diese ausdehnsamen Dünste fester Körper unermeßlich feiner sein als die feinste Luftart, weil viel riechende Körper selbst in einem langen Zeitraum nichts auf der empfindlichsten Wage bemerkbares an Gewicht verlieren.

Nimmt man alles, was die Erfahrung über das Schmelzen und Verdunsten gelehrt hat, zusammen, so ergiebt sich daraus folgende schwerlich zu bestreitende Ansicht. Bei den höhsten Graden der Kälte enthält jeder Körper noch immer eine gewisse, wiewohl geringe Menge von Wärme oder Wärmestoff, dessen Expansivkraft aber durch die Cohäsionskraft der wahrnehmbaren Materie weit überwogen wird. An der Oberfläche aber findet die Expansivkraft der Wärme nach außen keinen Widerstand. Daher lösen sich hier allmählig unermeßlich kleine Theilchen ab, und werden durch die Wärme ganz in den ausdehnsamen Zustand versetzt. Diese Wirkung muß offenbar immer rascher erfolgen, je höher die Wärme steigt. Im Innern kann aber diese Wirkung nicht erfolgen, weil in jedem Punkt eine überlegene Cohäsionskraft nach allen Seiten entgegenwirkt. Nimmt aber die Wärme stätig zu, so erlangt sie endlich eine Expansivkraft, welche der gegenwirkenden Cohäsionskraft beinahe gleich ist. Dann löst sich der Zusammenhang der Theile so, daß die Theile durch Anwendung der geringsten Kraft auf einander verschoben werden können, d. h. der Körper schmilzt. Mit diesem Schmelzen verschwindet zugleich das krystallinische Gefüge, weil nun die in jedem Punkt vorhandenen Anziehungs-Achsen

(Cap. IX. §. 4.) durch die geringste Erschütterung in eine unordentliche Lage gebracht werden, die sich durch die fast vernichtete Cohäsionskraft nicht wieder herstellen kann. Ist ein Körper einmal flüssig geworden, so erhält sich der tropfbare Zustand auch bei steigender Wärme noch eine Zeitlang; theils weil anfangs die innere Cohäsionskraft der Materie noch ein kleines Übergewicht hatte, theils weil noch äußere Kräfte der Expansivkraft eine geraume Zeit hindurch überwiegend entgegenwirken. Wir werden nämlich im 5ten Abschnitt sehen, daß jede Flüssigkeit, deren Oberfläche mit der Luft in Berührung ist, von dieser einen sehr starken Druck erleidet, der auf jeden Quadratzoll ungefähr 15 Pfund beträgt. Hiezu kommt noch das eigene Gewicht der Flüssigkeit, so daß die untersten Schichten in einem Gefäße einem noch stärkeren Drucke ausgesetzt sind. Bei steigender Wärme bleibt sich dieser Druck gleich, die Expansivkraft der Wärme aber wächst. So lange indessen diese noch geringer ist als jener Druck, kann auch bei tropfbaren Flüssigkeiten die Verdunstung, wie bei festen Körpern, nur an der Oberfläche unsichtbar erfolgen. Erlangt endlich die Expansivkraft eine Stärke, welche diesem Drucke gleich ist, oder ein klein wenig überwiegt, so fängt die Verdünstung in allen Punkten der Flüssigkeit an; es steigen Dunstblasen in die Höhe und versetzen die Flüssigkeit in eine wallende Bewegung, d. h. sie siedet. Diese Erscheinung erfolgt also bei einem ganz bestimmten Grade der Wärme, der aber dennoch nach Verschiedenheit des Druckes der Luft einigen Veränderungen unterworfen ist. Je weniger die Luft drückt (also je niedriger das Barometer steht), um desto früher tritt das Sieden ein, und umgekehrt. Hiedurch

erhält das, was oben (Cap. XVII. §. 5. Anm.) über die Veränderlichkeit des Siedpunktes gesagt worden, völlige Aufklärung. Ist einmal die Materie dunst- oder luftförmig geworden, so wirkt bei steigender Wärme der Expansivkraft nichts mehr entgegen. Ist die Masse gesperrt, so bewirkt die Hitze nur vermehrten Druck gegen die Wände, der allem Anschein nach jede beliebige Größe erreichen kann. Ist sie nicht gesperrt, so dehnt sie sich durch die vermehrte Expansivkraft so lange aus, bis sie durch die Ausdehnung geschwächt mit der Expansivkraft der umgebenden Luft wieder ins Gleichgewicht kommt.

Wir bemerken noch, daß wir in dem 5ten Abschnitt noch einmal auf die Verdunstuug zurückkommen werden, da mehrere Umstände dabei nicht deutlich erklärt werden können, so lange man mit den Gesetzen der Aërostatik unbekannt ist. Für jetzt wollen wir einige dem Naturforscher besonders wichtige Körper, in Beziehung der Veränderungen ihres Aggregatzustandes, etwas näher durchgehen.

§. 2. Das Wasser ist, so lange die Temperatur zwischen 0° und 80° De Luc bleibt, tropfbar. Erkaltet es aber unter 0°, so geht es in den festen Zustand über, und wird Eis. Während des Erkaltens nimmt seine Ausdehnung ab, bis es bei ungefähr $3\frac{1}{5}$ Grad seine größte Dichtigkeit erreicht hat. Von da an zeigt es die sonderbare Erscheinung, daß es wieder anfängt sich auszudehnen, und es nimmt bei 0° ungefähr wieder den Raum ein, den es bei 6 oder 7 Grad hatte. (M. s. Gilbert XX. S. 369. ff.) In dem Augenblick aber, wo es Eis wird, leidet es eine viel größere Ausdehnung, die mit unwiderstehlicher Kraft wirkt, so daß die stärk-

sten Gefäße dadurch gesprengt werden. Auch nach dem Gefrieren nimmt die Ausdehnung des Eises noch etwas zu, bis es ungefähr $\frac{1}{9}$ leichter geworden ist, als Wasser, dann wird es durch zunehmende Kälte wie alle festen Körper immer mehr zusammengezogen. M. vergl. Gehler und Fischer im Art Eis.

§. 3. Erwärmt man Wasser allmählig in einem offenen Gefäße, so nimmt seine Ausdehnung immer schneller zu, je wärmer es wird. Erreicht es den 80sten Grad nach De Luc, so ist seine Ausdehnung ungefähr $\frac{1}{26}$ größer, als bei 0°. Bei 80° aber entsteht durch aufsteigende Blasen eine innere Bewegung, die man das Sieden oder Kochen des Wassers nennt. Wird der Versuch in einer gesperrten Destillirgeräthschaft gemacht, so zeigt sich deutlich, daß die aufsteigenden Blasen nicht aus Luft, sondern aus luftförmig gewordenem Wasser bestehen, das in der kälteren Vorlage wieder zu tropfbarem Wasser wird. Bei dem Übergange in den luftförmigen Zustand vergrößert sich das Volumen so stark, daß ein Cubikzoll Wasser beinahe in den Raum eines Cubikfußes, nämlich ungefähr 1700 mal ausgedehnt wird, wenn der Dunst nicht gesperrt ist. Diese Ausdehnung rührt daher, daß sich der entstandene Dunst mit der atmosphärische Luft ins Gleichgewicht zu setzen sucht. Dieses Gleichgewicht ist aber da, wenn der Dunst sich soweit ausgedehnt hat, daß er gleiche Expansivkraft mit der Luft besitzt. Ist hingegen das Wasser, welches erhitzt wird, in feste sperrende Wände eingeschlossen, die nicht nachgeben, und ist das Gefäß mit Wasser völlig gefüllt, so kann natürlich auch kein Dunst entstehen. Das Wasser kann unter diesen Umständen einen viel höheren Grad

der Hitze annehmen, erhält aber eine so gewaltige Expansivkraft, daß es die festesten Gefäße mit einer sehr gewaltsamen Kraft zu zersprengen im Stande ist. Könnte man aber einem Gefäße eine absolute Festigkeit geben, so ist kein Zweifel, daß es im tropfbaren Zustande bis zu den äußersten Graden des Weißglühens erhitzt werden könnte. Hieraus wird die ungeheure Gewalt des Wasserdunstes begreiflich, die sich in dem Papinianischen Topfe, in den Aeolipilen, in den Dampfmaschinen u. s. f. zeigt. (M. vergl. Hauy's Phys. übers. von Weiß. Th. I. S. 305.

Anm. Über die Ausdehnung des Wassers vergleiche man Gilberts Annalen B. 58. S. 286. ff.

§. 4. Queckſilber nimmt beim Erkalten viel gleichförmiger als Wasser an Ausdehnung ab, und selbst bei dem Gefrieren, welches bei — 32° De Luc erfolgt, zeigt es weder vorher noch nachher Ausdehnung, wohl aber im Augenblick des Gefrierens eine sehr starke Zusammenziehung. Wird es in einem offenen Gefäße bis + 252° De Luc erhitzt, so fängt es an, die luftförmige Dunstgestalt anzunehmen, d. h. es siedet.

§. 5. Der reinste Weingeist kocht in einem offenen Gefäße schon, ungefähr bei 60° De Luc. Ist er mit Wasser vermischt, so verträgt er größere Hitze. Daher vermischte Reaumür bei seinem Thermometer den Weingeist stark mit Wasser, und doch war die Bestimmung des Siedpunktes an demselben immer um einige Grade unsicher. Vor dem Kochen dehnt sich der Weingeist mit zunehmender Stärke aus, und seine Dünste besitzen einen hohen Grad von Expansivkraft, wie unter andern ein bekanntes Spielwerk der Kinder die Knallkügelchen beweisen. Erkaltet der Weingeist, so nimmt

seine Ausdehnung ab, und wahrscheinlich bei beträchtlicher Kälte gleichförmiger mit der Wärme selbst als dies bei dem Queckſilber geſchieht. Aber wir können keinen Grad der Kälte mit Sicherheit bestimmen, bei welchem er in den festen Zustand überginge. Daher schickt sich das Weingeistthermometer besser als das Queckſilberthermometer zur Abmessung hoher Grade von Kälte.

§. 6. Auch bei sehr vielen andern Körpern bringt die Wärme ähnliche Erscheinungen hervor. Alle nicht zu strengflüssigen Metalle werden bei einem bestimmten Grade der Wärme tropfbar, und bei hoher Hitze ausdehnsam. Eben so alle anderen schmelzbaren Körper. Die Übergänge zwischen dem festen und tropfbaren Zustande aber geschehen bei manchen Körpern nicht plötzlich, z. B. bei Fett, und allen Arten fetter Öle; eben diese Körper (fette Öle) können nicht ohne Veränderung ihrer chemischen Mischung in ausdehnsame Dünste verwandelt werden, d. h. sie sieden nicht in dem Sinne, in welchem andere Flüssigkeiten sieden. Es giebt aber auch feste Körper, über welche nur die allerstärkste Hitze etwas vermag, und ausdehnsame Flüssigkeiten, deren Aggregatzustand die strengste Kälte nicht ändert. Man unterscheidet daher beständige (permanente) Luftarten von ausdehnsamen Dünsten. Doch dürfte vielleicht dieser Unterschied nicht wesentlich sein.

Bindung und Entbindung von Wärme bei Änderung des Aggregat-Zustandes.

§. 7. Es ist noch eine höhst merkwürdige Erscheinung bei Veränderung des Aggregatzustandes anzuzeigen übrig. Wenn man ein Pfund Wasser von 60° De Luc,

und ein Pfund Wasser von 0° nach der oben Cap. XVII. §. 8. Anm. beschriebenen Methode mischt, so bekommt man ganz regelmäßig zwei Pfund Wasser von 30°. Gießt man aber auf ein Pfund Eis von der Temperatur 0° ein Pfund Wasser von 60°, so erhält man zwei Pfund Wasser von der Temperatur 0°. Alle Wärme des hinzugegossenen warmen Wassers wird also bloß durch die Schmelzung des Eises verzehrt, ohne die Temperatur im geringsten zu erhöhen. Man nennt diese für die Sinne und das Thermometer verschwundene Wärme latente Wärme, oder gebundenen Wärmestoff, indem man das tropfbare Wasser als eine innige Verbindung des Wärmestoffs mit der Materie des Eises betrachtet.

Anm. Diese wichtige Entdeckung verdankt man einem schwedischen Naturforscher Wilke, der sie zuerst in den Abhandlungen der Stockholmer Akademie der Wissensch. vom Jahr 1772, in einem Aufsatze: über die Kälte des Schnees bekannt machte. Auch vergl. man die physik. Wörterbücher in dem Artikel Wärme.

§. 8. So weit nur die Beobachtung reicht, findet eine ähnliche Erscheinung statt, so oft ein fester Körper durch die bloße Einwirkung der Wärme schmilzt, und eben darin liegt der Grund, warum dieser Übergang allezeit unter einer bestimmten Temperatur erfolgt, die, so lange der Übergang dauert, unverändert bleibt, weil aller hinzukommende Wärmestoff bloß auf die Schmelzung des festen Körpers verwendet wird.

§. 9. Wird Wasser in einem offenen Gefäß bis zu 80° De Luc erhitzt, so lehrt die Erfahrung, daß alle in das Gefäß von außen einströmende Wärme nicht im Stande ist, seine Temperatur zu erhöhen, sondern das Wasser geht nur rasch, und unter einer wallenden Be-

wegung in den dunstförmigen Zustand über; und selbst der über dem Wasser befindliche Dunst zeigt keine höhere Temperatur, obgleich er sonst in einem verschlossenen Gefäß er viel stärker erhitzt werden kann. Offenbar wird also auch hier Wärme gebunden, und aller einströmende Wärmestoff wird bloß verwendet, das tropfbare Wasser in den ausdehnsamen Zustand zu versetzen, so daß er, so lange die Verdunstung dauert, keine Erhöhung der Temperatur bewirken kann.

Ein Versuch, der diese Wärmebindung sehr anschaulich macht, ist folgender. Man erhitze zwanzig Gewichttheile eines reinen Sandes, bis zu ungefähr 190° der 80theiligen Scale. Auf diesen Sand gieße man einen Theil kochenden Wassers (langsam, um das Umherwerfen des glühend heißen Sandes zu vermeiden). Der Erfolg ist, daß alles dieses Wasser in Dunst verwandelt, der Sand aber bis zu 80° abgekühlt wird, so daß alle Hitze des Sandes nichts weiter als die Verdunstung des Wassers bewirken konnte.

Die Wärme, welche hiebei verschwindet, oder gebunden wird, ist so groß, daß nach Watt's Versuchen durch dieselbe eine Temperaturerhöhung von 943° Fahrenheit, oder von 419° De Luc entstehen würde, wenn das Wasser tropfbar bliebe (m. s. De Luc Ideen über die Meteorologie. Leipzig, 1787. §. 249—258.). Ein ähnliches Resultat ergiebt sich aus dem obigen Versuch, mit Hülfe der Theorie von der specifischen Wärme, die im folgenden Capitel vorgetragen werden soll. Daß aber das Wasser, wie oben §. 3. bemerkt worden, nach Verschiedenheit des Drucks bei verschiedenen Wärmegraden siede, läßt sich durch sehr viele Beobachtungen und Versuche zeigen. In einem gesperrten Gefäß siedet es erst bei höherer Hitze als 80°; ein Versuch, der große Vorsicht erfordert. Auf hohen Bergen kocht es bei geringerer Wärme als in der Ebene; unter der Glocke einer Luftpumpe schon bei einer Temperatur von 20 bis 30°. Der sogenannte Wasserhammer zeigt dieß auf eine noch auffallendere Art (Gehler IV. 656 f. V. 106. Fischer V. 542). Der Siedpunkt eines Thermometers muß daher bei

einem bestimmten Barometerstande, wozu man auf dem festen Lande gewöhnlich 27 Par. Zoll wählt, bestimmt werden. Da aber dieser nicht immer zu haben ist, so muß auf einem guten Thermometer allezeit der Barometerstand angezeigt sein, bei welchem der Siedpunkt genommen ist. Man vergleiche Gehler und Fischer in den Artikeln Sieden und Thermometer.

§. 10. Auch bei andern flüssigen Materien zeigen sich, so weit die Beobachtungen reichen, beim Sieden derselben ganz ähnliche Erscheinungen, und man ist daher berechtigt, es als ein allgemeines Gesetz anzusehn:

daß bei dem Übergang, sowohl aus dem festen in den tropfbaren Zustand, als aus dem tropfbaren in den ausdehnsamen, eine gewisse Menge Wärme für das Gefühl und Thermometer verschwindet, oder gebunden wird.

§. 11. Bei dem Rückgang aus dem ausdehnsamen, in den tropfbaren, oder aus diesem in den festen Zustand, kommt diejenige Wärme, welche latent geworden war, wieder zum Vorschein, (sie wird frei oder entbunden). Besonders deutlich nimmt man dieses bei folgender Erscheinung, die sich zuweilen bei dem Gefrieren des Wassers zeigt, wahr. Fahrenheit war der erste, welcher beobachtete, daß ruhig stehendes Wasser beträchtlich unter dem Frostpunkt (nach späteren Beobachtungen bisweilen bis — 12° De Luc erkalten kann, ohne zu gefrieren. Schüttelt man aber dasselbe, so verwandelt sich sehr schnell ein gewisser Theil desselben in Eis, und ein in die Flüssigkeit gestelltes Thermometer steigt sogleich auf 0°. Dieß ist offenbar ein Folge frei werdender Wärme, die in dem Augenblick zum Vorschein kommt, in welchem das Wasser fest wird. Auch

die gewöhnlichsten Erscheinungen des Gefrierens bestätigen eben das, wenn man sie genau zergliedert.

§. 12. Bei dem Übergange aus dem ausdehnsamen in den tropfbaren Zustand, zeigt sich die Entbindung von Wärme durch eine Erhitzung der Gefäße, die viel größer ist, als man nach der Menge und Temperatur der Dünste, die sich niederschlagen, erwarten sollte. Hieher gehört die Erhitzung des Wassers in einem Kühlfaß, und die Methode durch eine geringe Menge von dem ausdehnsamen Dunste, der vom siedenden Wasser aufsteigt, eine beträchtliche Menge kalten Wassers zum Kochen zu bringen, indem man ihn durch dasselbe hindurch streichen läßt.

§. 13. Da man ähnliche Erscheinungen auch bei andern Flüssigkeiten wahrnimmt, wenn sie aus einem feinern in den gröbern Aggregatzustand übergehen, so muß man es als ein allgemeines Gesetz anerkennen:

daß bei dem Übergange, sowohl aus dem ausdehnsamen in den tropfbaren, als aus diesem in den festen Zustand allezeit eine gewisse Menge von Wärme frei wird.

§. 14. Wenn Erfahrungen dieser Art auch das Dasein eines materiellen Wärmestoffs nicht absolut entscheiden, so ist doch nicht zu läugnen, daß sie es höhst wahrscheinlich machen. Auch erhält dadurch die Vorstellungsart der Chemiker, tropfbare und ausdehnsame Flüssigkeiten als chemische Verbindungen einer an sich festen Materie mit gewissen Mengen von Wärmestoff anzusehn, sehr viel Wahrscheinlichkeit.

§. 15. Wir haben schon oben Cap. II. §. 3. bemerkt, daß der Aggregatzustand eines Körpers nicht bloß durch die Wärme, sondern auch durch chemische Ver-

bindung mit andern Stoffen verändert werden könne. Auch in diesem Falle sind die Erscheinungen, mit wenig Ausnahmen, den obigen Gesetzen §. 10. und 13. gemäß.

Es gehören hieher unter andern folgende Versuche. Wenn auf gebrannten Kalk Wasser gegossen wird, so wird ein Theil des Wassers fest, und die Mischung erhitzt sich beträchtlich. Frisch gebrannter Marmor bindet auf diese Art ungefähr halb so viel Wasser, als er selbst wiegt.

Wenn in warmem Wasser so viel Glaubersalz aufgelöst wird, als es auflösen kann, und man bringt die Auflösung in eine starke Kälte, so bleibt sie lange flüssig und klar, wenn sie ruhig steht. Wirft man aber einen Glaubersalzkrystall in die schon sehr erkaltete Auflösung, oder schüttelt sie nur, so krystallisirt sich plötzlich eine gewisse Menge des Salzes, und ein in die Flüssigkeit getauchtes Thermometer steigt um mehrere Grade.

Warum nicht in allen Fällen die Temperaturveränderungen durch chemische Mischungen nach den obigen Gesetzen §. 10. und 13. erfolgen, wird durch das folgende Capitel (§. 13.) einige Aufklärung erhalten.

Neunzehntes Capitel.

Von der Verbreitung der Wärme.

§. 1. Wenn Körper, die nach dem Thermometer ungleiche Wärme haben, einander berühren, so erfolgt ein Übergang der Wärme aus dem wärmern in den kältern, so lange bis das Thermometer in beiden denselben Grad zeigt. Dann erfolgt keine weitere Mittheilung der Wärme, oder die Körper stehen in thermometrischem Gleichgewicht.

§. 2. Diese Mittheilung der Wärme kann durch nichts gehemmt werden. Daher ist die Wärme etwas Unsperrbares. Doch wird sie durch einige Körper leichter und schneller fortgepflanzt, als durch andere. Die besten Wärmeleiter sind unter den festen Körpern die Me-

talle; die schlechtesten alle erdigen Stoffe, Asche, Kohle, Holz, Papier, Wolle, Leinwand, Pelzwerk ꝛc. Man kann das Leitungsvermögen eines festen Körpers prüfen, wenn man ihn an dem einen Ende stark erhitzt, und an dem andern mit der Hand anfaßt. Durch die Verbindung mehrerer ungleichartigen Wärmeleiter kann die Mittheilung sehr erschwert, aber nie ganz gehemmt werden.

Bei tropfbaren Flüssigkeiten muß man zwei Arten von Wärmeleitung unterscheiden, nämlich durch Mittheilung und durch Bewegung. Wenn man Wasser in einem Gefäße von unten, wie gewöhnlich, erhitzt, so finden beide Arten statt. Denn da warmes Wasser leichter ist als kaltes, so steigt es ununterbrochen in die Höhe, und theilt zugleich einen Theil seiner Wärme dem kälteren mit, welches es während der Bewegung berührt. Daher erfolgt die Erwärmung ziemlich schnell, und das Wasser erhält das Ansehn eines guten Wärmeleiters. Erhitzt man es dagegen von oben, indem man z. B. ein Stück glühendes Eisen nahe an seiner Oberfläche befestigt, so findet nur die Verbreitung der Wärme durch Mittheilung statt, und diese erfolgt dann sehr langsam, so daß das Wasser in dieser Beziehung unter die schlechten Leiter zu setzen ist.

Anmerk. Der Graf Rumford gieng unstreitig etwas zu weit, wenn er in tropfbaren Flüssigkeiten gar keine Mittheilung annehmen wollte. Mehrere Aufsätze von ihm über diesen Gegenstand findet man in Gilberts Annalen B. 1, 2, 5. und 14. Auch vergl. man Böckmann's Versuche über die Wärmeleitung. Karlsruhe 1810.

§. 3. Bei der Luft muß man sogar eine dreifache Art von Wärmeleitung unterscheiden; durch Mittheilung, Bewegung und Strahlung.

1. In Ansehung der erstern ist die Luft ein schlechter Leiter, indem in einer Luftmasse, wo keine freie Bewegung statt findet (z. B. zwischen einer Tapete und Wand), nur ein sehr langsamer Übergang statt findet.

2. Dagegen verbreitet sich die Wärme sehr schnell, in einem mit Luft erfüllten Raum, wo sie sich frei bewegen kann, wenn sie unten erwärmt wird. Denn die so erwärmte Luft steigt wegen ihrer großen Beweglichkeit und wegen der beträchtlichen Ausdehnung, welche die an einer einzelnen Stelle erwärmte Luft leidet, schnell in die Höhe, und erwärmt die kältere Luft, durch welche sie hinstreicht. Hierauf gründet sich die Methode, ein Zimmer bloß dadurch zu heizen, das man erhitzte Luft einströmen läßt. In Rücksicht dieser Fortpflanzung durch Bewegung kann man die Luft zu den besten Wärmeleitern rechnen. Auch im Freien findet diese Art von Wärmeverbreitung statt. Die Sonnenstrahlen erwärmen unmittelbar, nicht sowohl die Luft, als den Boden, und dieser theilt dann der berührenden Luft Wärme mit. Da aber die Erwärmung des Bodens nur langsam zunimmt, so ist auch das Aufsteigen der erwärmten Luft kaum bemerklich. Wir werden aber in der Aerostatik zeigen, daß die Dichtigkeit der Luft abnimmt, je höher man steigt. Daher kommt die aufsteigende warme Luft bald in Berührung mit einer Luft, die zwar kühler, aber von gleicher Dichtigkeit ist. Hierdurch findet das Aufsteigen eine Gränze, die es in dem umschlossenen Raume eines Zimmers nicht auf dieselbe Art findet. Ist nun die erwärmte Luft so weit gestiegen, so findet zwischen ihr und der berührenden kühlen Luft nur noch unmittelbare Mittheilung statt, die aber nur sehr gering sein kann, beson-

ders da die warme Luft im Aufsteigen sich selbst schon abkühlt. Hierin liegt der Grund, warum die Wärme in der Atmosphäre von unten nach oben abnimmt, und in einer gewissen Höhe, die man die Schnee-Gränze nennt, selbst im heißesten Sommer Frostkälte herrscht. Berge, deren Gipfel sich über diese Gränze erhebt, sind daher immerwährend mit Eis und Schnee bedeckt. Das Weitere hierüber gehört in die physische Erdbeschreibung. In einem umschlossenen Raume, wo der Unterschied der Dichtigkeit oben und unten sehr gering ist, nimmt die Wärme von unten nach oben zu.

3. Es findet aber in der Luft noch eine dritte Art von Wärmeverbreitung statt, durch Strahlung. Der treffliche schwedische Naturforscher Scheele war der erste, der dieses bei einer alltäglichen Gelegenheit wahrnahm, bei der Millionen Menschen vor ihm nichts gesehen hatten, bei einer geöffneten Ofenthür. Steht man so, daß man das Feuer sehen kann, so empfindet man eine sehr starke Hitze im Gesicht, welche verschwindet, wenn man sich so stellt, daß man das Feuer nicht mehr sieht. Auch verschwindet diese Hitze augenblicklich, wenn man die Thür zumacht, oder wenn man eine Glasplatte vor das Gesicht hält. Scheele selbst und mehrere andere Naturforscher nach ihm, besonders Pictet in Genf, haben eine Menge künstlicher Versuche hierüber angestellt. Es ergiebt sich aber schon aus den oben angeführten alltäglichen Beobachtungen 1) daß diese Wärme sich nur in geraden Richtungen um den erhitzten Körper verbreitet; daher die Benennung strahlende Wärme; 2) daß diese Verbreitung mit so großer Geschwindigkeit geschieht, daß sie uns als augenblicklich erscheint; 3) daß sie sich der Luft selbst,

durch welche sie geht, gar nicht, oder sehr wenig mittheilt, weil ihre Wahrnehmung augenblicklich verschwindet, sobald zwischen der Quelle dieser Wärme und ihrem Beobachter irgend ein fester Körper eingeschoben wird. Durch künstlichere Versuche hat man gefunden, daß sie von einigen Körpern, besonders von Metallen, nach der Art des Lichts reflectirt, von andern, besonders von Glas, verschluckt wird. Diese letztern erhitzen sich daher schneller durch die Einwirkung derselben, als die erstern. Genauere Belehrungen hierüber findet man in Pictets Versuch über das Feuer, Tübingen, 1790. Cap. 3; in Hauy's Physik übersetzt von Weiß. B. I. S. 163; in Saussüre's Alpenreise B. IV. §. 926; in Gehler IV. 553; Fischer V. 343.

Anm. 1. Pictet's Versuch über das Feuer ist der erste Theil vom Essai de Physique de Pictet, was aber, nach einer sehr gewöhnlichen Unart deutscher Übersetzer im Buche nicht angezeigt ist.

2. Die Art, wie die Sonne ihre Wärme verbreitet, hat bei einigen anscheinenden Verschiedenheiten, doch eine so auffallende Ähnlichkeit mit der strahlenden Wärme, daß man kaum an der wirklichen Einerleiheit zweifeln kann.

Über die specifische Wärme.

§. 4. Eine der wichtigsten Entdeckungen in der Lehre von der Wärme verdankt man dem schwedischen Naturforscher Wilke, der im Jahr 1772 unwidersprechlich zeigte, daß Körper von ungleicher materieller Beschaffenheit, wenn sie nach dem Thermometer gleiche Temperatur haben, dennoch sehr ungleiche Mengen von wirklicher Wärme enthalten.

Die Versuche, wodurch er dieses bewies, waren von folgender Art. Mischt man 1 Pfund Wasser von 0° mit 1 Pfund von einer andern Temperatur, z. B. + 36°, so erhält man eine Mischung von + 18°, also gerade von der mittlern Temperatur. Taucht man hingegen in 1 Pfund Wasser von 0° ein Pfund eines Metalls von + 36°, so entsteht, nachdem das Gleichgewicht der Temperatur hergestellt ist, eine viel niedrigere Temperatur. Ist z. B. der eingetauchte Körper Eisen, so hat Wasser und Eisen nach hergestelltem Gleichgewicht nur + 4°. Vorausgesetzt, daß man dafür gesorgt habe, daß so wenig Wärme als möglich durch die Gefäße entweicht, oder hinzukommt, so ist klar, daß das Wasser gerade so viel Wärme empfange, als das Eisen verloren hat. Dieselbe Quantität Wärme also, welche die Temperatur des Eisens um 32° erniedrigt, vermag im Wasser nur eine Erhöhung von 4° hervorzubringen, woraus umgekehrt folgt, daß achtmal mehr Wärme erforderlich ist, um die Temperatur des Wassers um 1° zu vermehren; oder zu vermindern, als die Temperatur einer eben so schweren Eisenmasse um 1° zu verändern.

Anm. Bei den im §. erwähnten Versuchen sind ähnliche Vorsichtsregeln zu beobachten, als bei den oben Cap. XVII. §. 8. Anm. erörterten. Auch sieht man leicht ein, daß der feste Körper in möglichst zerkleinertem, oder gepulvertem Zustande angewendet werden muß, weil sich sonst das Gleichgewicht zu langsam herstellen würde.

§. 5. Man nennt die verhältnißmäßige Menge der Wärme, welche eine Gewichtseinheit eines Körpers bedarf, um seine Temperatur um 1° zu verändern, die specifische Wärme des Körpers, oder auch seine Capacität (Empfänglichkeit) für den Wärmestoff. Man sieht, daß diese Eigenschaft der Körper durch Versuche, wie der eben beschriebene, meßbar ist. Man hat dabei die an sich unbekannte Menge der Wärme, wodurch die Temperatur von 1 Pfund Wasser um 1° verändert werden kann, zur Einheit angenommen; und man wird sich leicht durch eine genauere Betrachtung des

Versuches (§. 4.) überzeugen können, daß die specifische Wärme eines andern Körpers durch einen Bruch vorgestellt werden kann, dessen Zähler die Anzahl der Grade ist, um welche sich die Temperatur des Wassers verändert hat, der Nenner aber die Anzahl der Grade, um welche sich die Temperatur des eingetauchten Körpers verändert hat. Zu Folge des beschriebenen Versuchs würde die specifische Wärme des Eisens $= \frac{4}{32} = \frac{1}{8} = 0{,}125$ sein.

Anm. Setzt man die specifische Wärme des Wassers, d. h. die Menge der Wärme, welche erforderlich ist, um die Temperatur von 1 Pfund Wasser um einen Grad zu verändern $= 1$, so wird die Wärme, welche die Temperatur desselben Wassers um a Grade verändern soll, $=$ a sein müssen, vorausgesetzt, daß zu gleichen Graden der Scale, gleiche Grade der Wärme gehören (Cap. XVII. §. 8.). Die specifische Wärme des eingetauchten Körpers, d. h. die Wärme, welche die Temperatur von 1 Pfund desselben um 1° verändern soll, sei x, so wird zu einer Veränderung der Temperatur von b Graden, eine Wärme $=$ bx erfodert. Da aber die Wärme, welche das Wasser im Versuche empfängt, gerade so groß ist, als die, welche der eingetauchte Körper verliert, so haben wir $a = bx$, wenn wir nämlich annahmen, daß die Temperatur des Wassers um a Grade erhöhet, und die Temperatur des eingerauchten Körpers und b Grade erniedrigt sei, woraus folgt

$$x = \frac{a}{b}.$$

Wenn das Gewicht des Wassers nicht 1, sondern $= A$, und das Gewicht des eingetauchten Körpers $= B$ ist, so findet man durch ähnliche Schlüsse

$$x = \frac{Aa}{Bb}.$$

(Man vergl. Bertholets Versuch einer chemischen Statik, a. d. Fr. Berlin, 1811. S. 152. Anm.)

Das Calorimeter.

§. 6. Wilke, Black, Crawford und mehrere andere Naturforscher haben vermittelst der beschriebenen Mischungs-Methode die specifische Wärme vieler Körper bestimmt. Indessen läßt sie sich unter vielen Umständen gar nicht anwenden; auch sind ihre Resultate ziemlich unsicher, da die wärmeleitende Kraft der Gefäße und der Luft genaue Beobachtungen sehr erschweren. Lavoisier und Laplace haben sich daher durch die Erfindung des Calorimeters oder der Eisgeräthschaft, ein wichtiges Verdienst um diese Lehre erworben. Eine vollständige Beschreibung dieser Geräthschaft findet man in Lavoisiers System der antiphlogistischen Chemie, übers. von Hermbstädt, 1ste Aufl. Berlin 1792. Th. III. S. 54. ff. 2te Aufl. 1803. Th. II. S. 61. ff. Kürzere Beschreibungen findet man im Gehler und Fischer, Art. Wärmemesser. Wir begnügen uns, hier bloß zu bemerken, daß die Idee dieses Instruments auf dem Satze beruht, daß zur Schmelzung eines bestimmten Gewichts von Eis eine bestimmte Menge von Wärme erfoderlich ist (Cap. XVIII. §. 7.). Man kann daher die Wärme, welche ein Körper über 0° besitzt, oder die sich bei irgend einem chemischen Prozeß entwickelt, dadurch messen, daß man genau untersucht, wiviel Eis dieselbe zu schmelzen im Stande sei. Zu dem Ende wird der zu untersuchende Körper in einen Raum gebracht, der von allen Seiten mit gestoßnem Eise von der Temperatur 0° umgeben ist. Man läßt den Körper in diesem Raum, bis seine Temperatur selbst 0° geworden ist; unterdessen sammelt man sorgfältig alles Wasser, welches durch ihn zum Schmelzen gebracht worden, und an dem Gewicht dieses Wassers

hat man ein Maaß der Wärme, welche auf dieses Schmelzen verwendet worden.

Der Graf v. Rumford hat sich bei Versuchen über die Wärme-Erzeugung durch das Verbrennen einer andern Geräthschaft bedient, die er auch ein Calorimeter nennt (Gilbert, B. 44. S. 1. ff. u. B. 45. S. 306. ff.). Die Grundidee der Geräthschaft und der Versuche ist, daß die zu messende Wärme, in einen mit Wasser angefüllten Raum von gegebener Temperatur gebracht, und beobachtet wird, um wie viele Grade diese Temperatur dadurch verändert wird. Man könnte das im §. erwähnte Instrument, das Eis-Calorimeter, und das Rumfordsche das Wasser-Calorimeter nennen.

§. 7. Soll vermittelst des Calorimeters die specifische Wärme eines Körpers gefunden werden, so läßt sich das einfachste Verfahren auf folgende Art deutlich machen. Brächte man 1 Pfund Wasser von 60° De Luc in das Calorimeter, so würde dasselbe nach Cap. XVIII. §. 7. ein Pfund Eis schmelzen. Brächte man nun ein Pfund eines andern Körpers, z. B. Eisenfeile von 60° Wärme hinein, so wird die Menge des dadurch geschmolzenen Eises (in Decimalbrüchen vom Pfunde ausgedrückt) geradezu die specifische Wärme des Körpers geben. Zeigte sich z. B. daß durch Erkältung des Eisens nur 4 Loth $= \frac{1}{8}$ Pfund $= 0{,}125$ Pfund Wasser entstanden wären, so ist klar, daß 60° Wärme in einem Pfnnd Eisen, nur den achten Theil von derjenigen Wärme betragen, die in einem Pfund Wasser von 60° enthalten ist; d. h. daß die specifische Wärme des Eisens $= 0{,}125$ sei.

Anm. Nähme man statt 1 Pfund Eisenfeile 2 Pfund von 60°, so würde man auch doppelt so viel Wasser erhalten, und man müßte also das erhaltene Gewicht durch 2 dividiren, um die specifische Wärme zu erhalten. Oder allgemein: ist das Gewicht des in das Calorimeter gebrachten

Körpers p, und das Gewicht des erhaltenen Wassers a, so ist die specifische Wärme $\frac{a}{p}$. Hätte aber der Körper, dessen Gewicht p ist, nicht 60°, sondern nur 20° Wärme, also über Null nur den dritten Theil der vorher angenommenen gehabt, so würde man auch nur den dritten Theil des Wassers a erhalten haben. Der vorige Bruch $\frac{a}{p}$ würde also auch nur den dritten Theil der gesuchten specifischen Wärme geben. Man müßte also denselben noch mit 3 (d. i. mit $\frac{60}{20}$) multipliciren. Oder allgemein: Wäre die Wärme des untersuchten Körpers t, so ist der Bruch $\frac{a}{p}$ noch mit $\frac{60}{t}$ zu multipliciren. Nennen wir also die gesuchte specifische Wärme x, so haben wir allgemein

$$x = \frac{60\ a}{tp}.$$

Man hat also die Freiheit, das Gewicht und die Wärme des zu untersuchenden Körpers nach Belieben zu wählen. Um indessen den Resultaten solcher Versuche nicht einen höhern Grad von Zuverlässigkeit beizulegen, als sie verdienen, so vergesse man nicht, daß die vorgetragene Theorie auf zwei nur beinahe wahren Voraussetzungen beruht; 1) daß die Grade des Thermometers innerhalb des Fundamentalabstandes der Wärme selbst proportional seien; 2) daß die Wärme von einer Gewichteinheit des warmen Wassers, wodurch man eine Gewichteinheit des Eisens zum Schmelzen bringt, genau 60° nach der achtzigtheiligen Scale betrage. Hiezu kommt noch eine Unsicherheit von a, welche aus der Beschaffenheit des Versuches selbst entspringt. Besteht nämlich die Eishülle, welche den Körper umgiebt, vor dem Versuch aus trocknem Eise, so bleibt am Ende des Versuchs eine beträchtliche Menge des entstandenen Wassers am Eise hängen, und man findet also a bedeutend zu klein. Man sucht dieser Unsicherheit dadurch abzuhelfen, daß man vor dem Versuch das innere Eis mit eiskalten Wasser befeuchtet, und davon so viel ablaufen läßt, als freiwillig ablaufen will. Wenn nichts mehr abfließt, so wird zu Anfang des Versuchs ungefähr eben so viel Wasser zwischen dem Eise hängen, als am Ende. Man kommt auf diese Art offenbar der Wahrheit näher, ohne sie doch ganz genau erreichen zu können. Um diese Unsicherheit möglichst zu vermeiden, muß das Instrument von beträchtlicher Größe

sein, damit man ein oder mehr Pfunde des zu untersuchenden Körpers hineinbringen könne.

§. 8. Der Gebrauch des Calorimeters hat vor der Methode der Mischungen den wesentlichen Vorzug, daß vermittelst derselben die specifische Wärme jedes festen und tropfbaren Körpers ohne Ausnahme gefunden werden kann. Die Erfinder haben sogar versucht, es auch auf luftförmige Stoffe anzuwenden, bei denen indessen jede Methode nur unsichere Resultate liefert. Aber der Gebrauch des Calorimeters erstreckt sich in anderer Rücksicht noch viel weiter, indem man besonders bei jeder Wärmeerzeugung durch chemische Mischungen die Menge der entstandenen Wärme messen kann. Über die besondern Handgriffe bei den Versuchen muß man die angeführten größeren Werke nachlesen.

Anm. Von der specifischen Wärme luftförmiger und dunstförmiger Massen wissen wir in der That so viel als nichts. Dieses wird sehr sichtbar, wenn man z. B. erwägt, daß die specifische Wärme der Oxygen-Luft, nach Lavoisier und Laplace 0,600; nach Crawford 4,749; nach Kirwan 87,000, nach Bérard und De Laroche 0,2669 ist. M. s. Berthollet's chem. Statik Th. II. S. 18; desgl. Cavallo's Handb. der Exp. N. L. Th. III. S. 71. ff. der deutschen Uebersetzung. Von neuern Versuchen bemerken wir noch folgendes.

Gay-Lussac fand durch Mischung zweier Gasmengen von bestimmter Temperatur, daß die ausdehnsamen Flüssigkeiten bei gleichem Volumen und Druck gleiche Capacität hätten (Gilbert B. 30. S. 267. ff.). Ein Resultat, das bemerkenswerth bleibt, ob es gleich derselbe Naturforscher späterhin für unrichtig erklärt hat (Gilbert B. 45. S. 321. ff.). Die sorgfältigsten Versuche sind ohne Zweifel diejenigen, welche die Herren Bérard und De Laroche, auf Veranlassung einer Preisfrage des Franz. Instituts angestellt haben. (Gilbert verschrach, die Resultate zu liefern B. 45. S. 327.; ich finde sie aber in den fol-

den Bänden nicht.) Biot giebt in seinem Traité de Phys. exp. et math. T. 4. p. 724. ff. einen Auszug aus der Preisschrift. Ich füge aus Biot folgende Ergebnisse hinzu.

Specifische Wärme einiger Gasarten, unter gleichem Druck; die spec. Wärme der atm. Luft = 1 gesetzt.

Gas-Arten.	Bei gleichem Volumen	Bei gleichem Gewicht	Gegen Wasser = 1
Atmosphärische Luft	1,0000	1,0000	0,2669
Hydrogen-Luft	0,9033	12,3401	3,2936
Kohlensaure Luft	1,2583	0,8280	0,2210
Oxygen-Luft	0,9765	0,8848	0,2361
Azot-Luft	1,0000	1,0318	0,2754
Oxydirte Azot-Luft	1,3503	0,8878	0,2369
Oel-Gas	1,5530	1,5763	0,4207
Kohlen-Oxyd.	1,0340	1,0805	0,2884
Wasserdunst	1,9600	3,1360	0,8470

Die 3te Zahlenspalte bezieht sich auf gleiches Gewicht, nicht auf gleichen Raum.

Die großen Schwierigkeiten dieser Art von Versuchen werden uns vielleicht noch lange sichere Bestimmungen entbehren lassen.

§. 9. Wir setzen noch aus Gehler IV. 603. (oder Fischer V. 461. f.) einige durch Lavoisier und Laplace vermittelst dieses Instruments bestimmte specifische Wärmen hinzu.

1. Gemeines Wasser	1,0000
2. Eisenblech	0,1100
3. Krystallglas, ohne Bleigehalt	0,1929
4. Queckfilber	0,0290
5. Ungelöschter Kalk	0,2169
6. Wasser und ungelöschter Kalk in dem Verhältniß 9 : 16	0,4391
7. Schwefelsäure vom specifischen Gewicht 1,87058	0,3346

8. Schwefels. u. Wasser im Verh. 4 : 3; 0,6032
9. — — — — — — — 4 : 5; 0,6631

Eine größere Liste specifischer Wärmen von verschiedenen Beobachtern liefert Gehler IV. 575, und Fischer V. 434. Aus diesen bemerken wir nur folgende wenige.

10.	Eis	0,900
11.	Queckſilber	0,033
12.	Eisen	0,125
13.	Zinn	0,067
14.	Blei	0,050

Anm. Zu einer Berechnung des oben Cap. XVIII. §. 9. beschriebenen Versuchs habe ich die specifische Wärme eines reinen Kies-Sandes (dergleichen der Freienwalder ist) zu bestimmen gesucht, und ich finde sie aus einem Mittel von 14 Versuchen, die nur um höchstens 3 Hundertel vom Mittel abweichen, = 0,190. Nun war in dem gedachten Versuche, um einen Theil siedendes Wasser in Dunst zu verwandeln, die Hitze von 20 Theilen Sand erforderlich, der bis 190°, also 110° über den Siedpunkt erhitzt war. Hätte der Sand gleiche specifische Wärme mit dem Wasser, so wären 20. 110° = 2200° verwendet worden. Ist aber des Sandes specifische Wärme nur 0,19, so sind auch nur 2200. 0,19° = 418° verwendet worden; welches genauer, als zu erwarten war, mit Watts auf einem andern Wege gefundener Bestimmung zusammentrifft.

Übrigens zeigt die Vergleichung von Nr. 4. u. 11, desgleichen von 2 u. 12, wie beträchtlich die Beobachtungen verschiedener Beobachter von einander abweichen.

§. 10. Der Sinn einer solchen Tabelle ist nun folgender:

1. Wenn man die Quantität Wärme, wodurch die Temperatur einer Gewichteinheit Wasser um 1° verändertert wird, zum Maaßstabe annimmt, also = 1 setzt, so zeigt z. B. die bei Nr. 12. stehende Zahl 0,125 an,

daß eine Gewichtseinheit Eisen nur $\frac{125}{1000}$ d. i. $\frac{1}{8}$ dieser Wärme bedürfe, wenn die Temperatur um 1° verändert werden soll (§. 5.).

2. In so fern man aber annehmen darf, daß die Thermometergrade gleichmäßig mit der Wärme zu- und abnehmen (Cap. XVII. §. 8.), kann man den Zahlen einer solchen Tabelle noch einen andern Sinn beilegen. Sie zeigen das Verhältniß der wirklichen Wärme an, welche zwei Körper von gleichem Gewicht bei einer und derselben Temperatur haben. So zeigen z. B. die Zahlen 0,033 und 0,125 bei Nr. 11. und 12. an, daß die Mengen von Wärme, welche gleiche Gewichte Queckſilber und Eisen bei gleicher Temperatur enthalten, sich wie 0,033 : 0,125, oder wie 33 : 125 verhalten. Dürfte man annehmen, daß dieses Verhältniß unter allen Temperaturen unveränderlich wäre, so würden diese Zahlen sogar das Verhältniß der absoluten Wärmemengen ausdrücken. Mit Sicherheit kann man es indessen nur auf Temperaturen zwischen 0° und 80° De Luc, und auf diejenige Menge der Wärme anwenden, die über die Wärme des Frostpunktes überschüssig ist.

Anm. 1. Bei einer Temperatur von n Graden über dem Frostpunkt enthält nämlich jeder Körper n mal so viel Wärme, als zur Veränderung um einen Grad nöthig ist. Multiplicirte man demnach alle Zahlen der Tabelle mit n, so erhielte man die Menge von Wärme, welche die Körper bei einer Temperatur von n° (überschüssig über die Frostkälte) enthalten. Da aber Zahlenverhältnisse durch Multiplication mit einer und derselben Zahl nicht geändert werden, so können die Zahlen der Tabelle auch ohne diese Multiplication für jede Temperatur als Verhältnißzahlen gebraucht werden.

2. Mehrere Naturforscher sind nicht ohne Grund der Meinung, daß man die specifische Wärme nicht nach Gewicht, sondern nach Raum bestimmen sollte. Nach dieser Idee würde der Begriff auf folgende Art zn bestimmen sein. Man denke sich zwei gleiche Räume (etwa 1 Cub. Fuß), von denen der eine mit Wasser, der andere mit irgend einer andern körperlichen Materie gefüllt wäre. Man setze, daß beide gleiche Temperatur nach dem Thermometer haben, so wird, wenn diese Temperatur um einen Grad verändert werden soll, hiezu den beiden Räumen eine ungleiche Menge von Wärme gegeben, oder entzogen werden müssen. Setzt man nun diejenige Wärme, die das Wasser empfängt oder giebt, = 1, so würde die verhältnißmäßige Menge der Wärme, welche die Temperatur des andern Raums um einen Grad verändern soll, die specifische Wärme der in ihm enthaltenen Materie sein. Beide Begriffe sind reell, und daher jeder in seiner Art brauchbar; doch hat die gewöhnliche Bestimmungsart den wichtigen Mangel, daß nach ihr der von aller wägbaren Materie leere Raum gar keine bestimmbare Empfänglichkeit für die Wärme haben würde, was unstreitig unrichtig ist. Es würde übrigens zweckmäßig sein, beide Begriffe durch zwei verschiedene Ausdrücke zu unterscheiden, und wir schlagen vor, die Benennung specifische Wärme für die gewöhnliche Bestimmung nach Gewicht beizubehalten, die Bestimmung nach Raum aber Capacität oder Empfänglichkeit des Raums für die Wärme zu nennen. Wir begnügen uns aber hier noch zu zeigen, wie beide Begriffe auf eine so einfache Art unter einander zusammenhängen, daß eine Bestimmungsart aus der andern vermittelst einer sehr einfachen Rechnung abgeleitet werden kann. Wir nehmen z. B. das Quecksilber, dessen spec. Wärme nach Nr. 11. §. 9. 0,033 ist. Sein spec. Gewicht setzen wir hier, um mehrerer Einfachheit willen, = 14: so ist der Sinn der Zahl 0,033 der, daß die Wärme, wodurch die Temperatur von 1 Pfund Quecksilber um einen Grad verändert wird, nur 0,033 von derjenigen sei, die eine gleiche Veränderung in einem Pfund Wasser hervorbringt. Aber 1 Pfund Quecksilber füllt nur den 14ten Theil des Raums, den ein Pfund Wasser einnimmt; soll also die Temperatur einer Quecksilbermasse, die

gleiches Volumen mit 1 Pfund Wasser hat, verändert werden, so wird dazu 14 mal so viel Wärme, also 14. 0,033 = 0,462 erfoderlich sein, und diese Zahl würde also die Capacität des Queckſilbers ausdrücken. Nennen wir nun die spec. Wärme x, die Capacität y, und das spec. Gewicht s, so ist

$$y = sx, \text{ also } x = \frac{y}{s}.$$

Man sieht übrigens leicht, daß die im §. angegebenen Erweiterungen des Begriffs spec. Wärme, auch auf die Capacität anwendbar seien, sofern die Thermometer-Grade der Wärme proportional angenommen werden dürfen. Dann kann dieselbe Zahl (z. B. 0,462), welche anzeigt, wie viel Wärme erfoderlich sei, die Temperatur von einem bestimmten Volumen Queckſilber um 1° zu verändern, auch zugleich die verhältnißmäßige Wärme, die über den Frostpunkt in diesem Volumen enthalten ist, anzeigen. Ja gälte die Übereinstimmung des Thermometers mit der Wärme durch die ganze Scale, so würde das Verhältniß 1 : 0,462 auch das Verhältniß der absoluten Wärmemenge anzeigen, welche in gleichen Voluminibus von Wasser und Queckſilber bei gleicher Temperatur enthalten sind.

Wendet man die vorgetragene Theorie auf die wichtigsten spec. Wärmen des 9ten §. an, so ergeben sich folgende Capacitäten: 1) Wasser = 1; 2) Eisenblech 0,858; 3) Krystallglas ohne Bleigehalt 0,471, wenn das spec. Gewicht 2,443 angenommen wird; 4) Queckſilber 0,394; 5) ungelöschter Kalk 0,590; 7) Concentrirte Schwefelsäure 0,626; 10) Eis 0,824; 11) Queckſilber 0,448; 12) Eisen 0,975; 13) Zinn 0,487; 14) Blei 0,568.

§. 11. Man wird aus dem Vorhergehenden leicht beurtheilen, wie sich die Menge der Wärme, die in einer Mischung oder in einer Gewichteinheit derselben wirklich vorhanden ist, berechnen lasse.

Vier Loth Schwefelsäure und 5 Loth Wasser von gleicher Temperatur gemischt, müssen 4mal 0,3346 plus 5mal 1, d. i. 6,3384 Wärme enthalten. In jedem Loth der Mi-

schung aber ist der 9te Theil hievon, also 0,7043 enthalten. Man sollte erwarten, daß diese Zahl die specifische Wärme der Mischung vorstellen würde: sie ist aber nach §. 9. Nr. 9. 0,6631. Untersucht man andere Mischungen, z. B. von Kalk und Wasser auf eben die Art, so stößt man auf ähnliche Widersprüche.

§. 12. Es gehen bei Mischungen ungleichartiger Körper innere Veränderungen in der specifischen Wärme vor, so daß man die specifische Wärme der Mischung durch keine Rechnung a priori finden kann. Diese merkwürdige Erscheinung ist so allgemein, daß es in der Wirklichkeit vielleicht keine zwei Stoffe giebt, deren specifische Wärme bei ihrer chemischen Vermischung keine Änderung erleiden sollte.

§. 13. Es ist eine ganz allgemeine Thatsache, daß bei jeder chemischen Mischung zweier Stoffe entweder Wärme oder Kälte entsteht. Schon bei jeder Auflösung eines Salzes zeigt sich dies. Zerfallenes Glaubersalz oder Natron bringt Wärme, krystallisirtes Kälte hervor. Gebrannte Magnesia auf concentrirte Schwefelsäure geworfen, erhitzt sich bis zum Glühen. Gebrannter Kalk, desgleichen Schwefelsäure, erhitzen sich durch einen Zusatz von Wasser, u. dgl. m.

Auf den ersten Blick kann es scheinen, daß sich diese Erscheinung aus den Veränderungen der specifischen Wärme genügend erklären lassen. Denn findet sich die in einer Mischung wirklich enthaltene, und nach §. 11. berechnete Wärme größer, als ihre specifische Wärme, so enthält sie mehr Wärme, als sie für diejenige Temperatur bedarf, welche die Bestandtheile vor der Mischung hatten; d. h. es muß während der Vermischung Wärme frei werden. Ist hingegen die wirkliche Wärme kleiner als die specifische, so muß

während der Mischung Kälte entstehen. Da indessen die Veränderungen der specifischen Wärme in den Mischungen immer nur gering sind, so kann auch die hiedurch entstehende Erwärmung oder Abkühlung nur gering sein. Bei sehr beträchtlichen Veränderungen der Temperatur müssen, wie wir im folgenden Capitel zeigen wergen, andere Erklärungsgründe zu Hülfe genommen werden.

Zwanzigstes Kapitel.

Von der Erregung der Wärme und Kälte.

Nähere Erörterung über den Wärmestoff, und über die Art, wie er wirkt.

§. 1. Ehe wir von den einzelnen Erregungsmitteln der Wärme und Kälte reden, wird es zweckmäßig sein, zu überlegen, was für eine bestimmtere Vorstellung von der Wärme oder dem Wärmestoff sich aus allem bisher vorgetragenen ergebe.

Die im 18ten Cap. erörterten Erscheinungen, welche sich bei einer Veränderung des Aggregatzustandes zeigen, berechtigen oder nöthigen uns, einen Unterschied zu machen zwischen gebundener (latenter) und freier Wärme.

Jene müssen wir uns vorstellen als eine gewisse bestimmte Menge von Wärmestoff, die sich als ein nicht wahrnehmbarer Bestandtheil mit der wahrnehmbaren Materie chemisch verbunden hat, und in dieser Verbindung weder auf das Gefühl, noch auf das Thermometer als Wärme wirkt. Es scheint, daß die Verbindungen

des Wärmestoffs mit den Körpern unter ähnlichen Gesetzen stehen, als die chemischen Verbindungen der wahrnehmbaren Materien unter einander. Denn so wie z. B. ein Metall sich mit verschiedenen bestimmten Mengen von Oxygen verbindet, und so mehrere Oxyde bildet, welche in ihren Eigenschaften sehr verschieden sind, eben so bildet die Materie des Eises mit einer bestimmten Menge Wärmestoff das tropfbare Wasser, und dieses mit einer andern bestimmten Menge den ausdehnsamen Wasserdunst u. dgl. m. Der Einfluß, welchen die Wärme auf feste Körper hat, läßt aber nicht zweifeln, daß schon in diesen eine gewisse Menge gebundener Wärme enthalten sei, von welcher (in Verbindung mit andern nicht wahrnehmbaren Materien, als Lichtstoff, elektrischer Materie ꝛc.) vorzüglich die materielle Beschaffenheit der Körper abhängig sein möchte. In dem gegenwärtigen Capitel wird sich zeigen, daß wir bei der Erklärung der verschiedenen Erregungsarten von Wärme und Kälte des gebundenen Wärmestoffs gar nicht entbehren können.

Unter der freien Wärme hingegen muß man sich eine gewisse Menge von Wärmestoff vorstellen, welche sich mit dem Körper nicht chemisch verbindet, weil der Körper für seinen gegenwärtigen Zustand (z. B. als tropfbares Wasser) schon mit Wärmestoff gesättigt ist, sondern welche dem Körper mit einer nicht sehr starken Kraft nur mechanisch anhängt und zwar nicht bloß auf seiner Oberfläche, sondern weil Wärmestoff und wahrnehmbare Materie gegenseitig durchdringlich sind auch in jedem Punkt des Innern. Dieser freie Wärmestoff ist nicht wie der gebundene, an gewisse Mengen-Verhältnisse gebunden, sondern kann sich in

und um jeden Körper ſtätig bis zu derjenigen Menge anhäufen, bei welcher ein Wechſel des Aggregat-Zuſtandes eintritt. Dieſer freie Stoff iſt es allein, der auf das Gefühl und auf das Thermometer wirkt. Da er nur mit geringer Kraft an dem Körper haftet, ſo geht er mit Leichtigkeit aus einem in den andern über. Der Übergang hört aber bei ungleichartigen Körpern von ungleicher Temperatur nicht alsdann auf, wenn ſie gleichviel freien Wärmeſtoff enthalten, ſondern wenn jeder deſſen ſo viel enthält, als der Kraft, mit welcher er ihn anzieht, angemeſſen iſt. Hierin liegt der Grund von dem Unterſchied der ſpecifiſchen Wärme, die bloß auf den freien Wärmeſtoff zu beziehen iſt.

Man ſieht leicht, daß die ganze hier entwickelte Anſicht aus lauter Thatſachen beſteht, die nur an einen einzigen hypothetiſchen Begriff angeknüpft ſind; an die Vorſtellung nämlich, daß alle Erſcheinungen der Wärme Wirkungen eines ſelbſtſtändigen, aber nicht wahrnehmbaren Stoffes ſind.

§. 2. Zu Folge dieſer Vorſtellungsart giebt es (ganz einſtimmig mit der Erfahrung) mehrere Arten, die Temperatur eines Raumes zu verändern, und namentlich folgende.

1. Wenn ſich zwei Körper von ungleicher Temperatur berühren, unter Umſtänden, wo keine chemiſche Vereinigung erfolgen kann, ſo geht freier Wärmeſtoff von dem wärmern zum kältern über, bis ſie gleiche Temperatur haben. Der kältere wird alſo erwärmt, und der wärmere abgekühlt (Cap. XIX. §. 1 — 3.).

2. Wenn ſich zwei wahrnehmbare Materien chemiſch, ohne auffallende Veränderung ihrer Eigenſchaften miſchen (wie z. B. Waſſer, mit Weingeiſt, oder mit einem

Salz), so ist es nicht nothwendig, eine Bindung oder Entbindung des Wärmestoffes anzunehmen. Eine geringe Veränderung der specifischen Wärme, d. h. der Affinität, mit welcher einerseits die Bestandttheile, und andererseits die Mischung den freien Wärmestoff anziehen, ist hinreichend, die geringen Erwärmungen oder Ableitungen, die sich in solchen Fällen zeigen, zu erklären (Cap. XVIII. §. 4—13.).

3. Wenn sich Materien chemisch mischen mit großer Veränderung ihrer Eigenschaften, so entsteht oft eine sehr große Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur, die sich nur durch ein Freiwerden des gebundenen, oder durch eine Bindung von freiem Wärmestoff erklären läßt. Wir werden in diesem Capitel sehen, daß es mit den wirksamsten Kunstmitteln, Hitze und Kälte zu erregen, diese Bewandniß habe.

4. Es scheint aber die Temperatur noch auf eine vierte Art verändert werden zu können, ohne daß die Menge des freien Wärmestoffs, oder die specifische Wärme verändert wird; nämlich bloß durch eine intensive Verstärkung der Kraft des Wärmestoffes, welche vielleicht die Folge einer Verbindung mit Lichtstoff ist; worüber das Nähere in dem Verfolge dieses Capitels vorkommen wird.

Anm. Sollten die im §. aufgestellten vier Sätze die eigenthümlichen Grundgesetze der Statik und Mechanik des Wärmestoffes sein, wie es dem Verfasser scheint, so würde man schwerlich der Überzeugung widerstehen können, daß die Ursache der Wärme ein Wesen ganz anderer Art sei, als alle wahrnehmbare Materie. In Ansehung der Erscheinungen des Gleichgewichts und der Bewegung unterscheidet sich der Wärmestoff, von aller wahrnehmbaren Materie so wesentlich, daß man zur Erläuterung von jenen, nur sehr mangelhafte Analogien von

diesen angeben kann. Doch wird es bei den unter No. 4 aufgestelltem Gesetze wenigstens zur Deutlichkeit des Wortsinnes beitragen, wenn wir bemerken, daß diese Art der Wärme-Erregung Ähnlichkeit hat mit der Erhöhung der Expansivkraft einer Luftmasse durch Wärme. Denn so wie, ohne alle Veränderung in der Menge und Mischung einer Luftmasse die Expansivkraft intensiv verstärkt wird, durch Hinzutritt einer unsichtbaren Ursache, eben so ist es denkbar, daß die erwärmende Kraft des Wärmestoffs durch Hinzutritt des Lichtstoffes, oder einer andern unsichtbaren Kraft intensiv verstärkt werden könne.

Erregungsmittel der Hitze.

§. 3. Das gewöhnlichste Erregungsmittel der Wärme ist bekanntlich das Verbrennen von Kohle, Holz, Torf u. s. f. Wir würden zu tief in das Gebiet der chemischen Naturlehre eingreifen, wenn wir hier die Theorie des Verbrennens auseinandersetzen wollten. Da indessen auch der mechanische Physiker mit dem kräftigsten Erregungsmittel der Wärme nicht unbekannt sein darf, so beschränken wir uns auf folgende kurze Erörterung. Erst seit Lavoisiers Entdeckungen weiß man, daß das Verbrennen eigentlich in einer chemischen Verbindung derjenigen Körper, die man brennbare nennt, mit einem gewissen Bestandtheil der atmospärischen Luft besteht, von dem wir schon öfter unter dem Namen Oxygen oder Lebensluft gesprochen haben. Diese Verbindung ist von einer weit stärkern innern Wärmeentbindung begleitet, als irgend eine andere chemische Mischung: denn die Wärmeentwicklung geht in dem Augenblick, wo sich beide Stoffe vereinigen, bis zum Glühen; daher die Lichterscheinung. Die Produkte dieser Verbindung sind fast alle von flüchtiger Art; daher das scheinbare Verschwinden des brennenden Körpers.

Besteht der brennende Körper ganz oder zum Theil aus Materie die in erhöhter Temperatur ausdehnsam wird, so steigen, durch die zur Entzündung nöthige erhöhte Temperatur, diese Theile in Dunstgestalt empor, und bilden, indem sie in dem Augenblick der Verbindung mit dem Sauerstoff glühend werden, die Flamme.

Zu der wirklichen Entzündung sind drei Bedingungen erfoderlich. 1) Die Gegenwart eines Körpers, der brennbar, d. h. so beschaffen ist, daß er eine sehr starke chemische Verwandtschaft zum Oxygen hat, und sich mit demselben schnell, und mit einer innern bis zum Glühen steigenden Erhitzung verbinden kann. 2) Die Gegenwart von Oxygen, welches entweder ganz frei, d. h. an keinen andern wahrnehmbaren Stoff gebunden ist, oder wenigstens nur mit einer geringen Kraft an einem solchen hängt, so wie das Oxygen der atmosphärischen Luft nur mit geringer Kraft von dem Azot (Stickstoff) derselben gebunden wird. 3) Endlich ist noch eine bestimmte Temperatur erfoderlich, die aber nach Verschiedenheit des brennbaren Körpers verschieden ist. Phosphor entzündet sich in atmosphärischer Luft schon bei ungefähr 20°, Schwefel bei ungefähr 120°, Kohle erfodert eine noch höhere, aber je nachdem ihr inneres Gefüge lockerer oder dichter ist, niedrigere oder höhere Temperatur, u. s. f. Sind diese Bedingungen vorhanden, so erfolgt die Entzündung von selbst, und unwiderstehlich. Die Selbstentzündung ist daher keine besondere Eigenschaft des Phosphors, sondern findet bei allen brennbaren Körpern statt, sobald alle Bedingungen der Entzündung zusammentreffen.

Aus den Bedingungen der Entzündung ergeben sich auch die Bedingungen ihrer Unterdrückung. 1) Entfer-

nung des brennbaren Materials; 2) Hemmung des Zuflusses von Oxygen; 3) Erniedrigung der Temperatur unter den Entzündungspunkt.

Im engsten Sinne giebt es nur vier brennbare Grundstoffe (III. 4.): Phosphor, Schwefel, Kohlenstoff, Hydrogen. Im weiteren rechnet man auch die Metalle dazu, von welchen einige wirklich in dem hier erklärten Sinne verbrennen können, alle aber durch Einwirkung der Elektricität, eine dem Verbrennen ähnliche Erscheinung hervorbringen. Nach neuen Ansichten giebt es sogar Verbrennungen ohne Oxygen. Soll dieser Sprachgebrauch wissenschaftlich begründet sein, so muß man den Begriff des Verbrennens dahin abändern, daß man jede chemische Mischung, bei welcher eine bis zum Glühen gehende Erhitzung statt findet, ein Verbrennen nennt.

§. 4. Man befördert das Verbrennen und die dadurch erregte Hitze, wenn man ein reichliches Zuströmen der atmosphärischen Luft hervorbringt; daher die Wirkungen der Gebläse und des Löthrohrs. Eine noch viel stärkere Erhitzung entsteht, wenn man, statt atmosphärischer Luft, Oxygen-Luft zuströmen läßt. Die allerstärksten Grade der Erhitzung aber erhält man nach einer neuen Entdeckung, wenn man Knall-Luft (Cap. III. §. 9.), die aus einer sehr feinen Öffnung ausströmt, entzündet. Selbst Platin, und alle bisher unschmelzbare Metalle fließen in dieser Hitze, und es scheint, daß überhaupt kein Körper der Einwirkung derselben widerstehen könne. Nähere Nachrichten über die dazu nöthigen Geräthschaften findet man in Gilberts Annalen B. 55. S. 1. ff. B. 62. S. 241. 339. ff.

Alle diese Erhitznngen sind viel zu stark, als daß sie sich aus einer Verminderung der specifischen Wärme in den durchs Verbrennen entstandenen Materien erklä-

ren ließen. Man ist vielmehr gezwungen anzunehmen, daß dabei eine große Menge von gebundenem Wärmestoff frei werde. Es fragt sich nur, ob vor der Entzündung dieser gebundene Wärmestoff im Oxygen, oder in dem brennbaren Körper, oder in beiden enthalten gewesen sei, welches nicht leicht zu entscheiden ist. Gewöhnlich betrachtet man das Oxygen als die Quelle der freiwerdenden Wärme, weil man berechtigt ist, in allen luftförmigen Stoffen eine große Menge von gebundenem Wärmestoffe anzunehmen. Es giebt indessen Fälle, bei welchen sich das Oxygen vor der Entzündung im festen Zustande befindet, wie z. B. bei dem Knallgolde, Knallsilber, Schießpulver und andern detonirenden Massen. Hieraus folgt aber, daß selbst die festen Körper eine große Menge gebundenen Wärmestoffs besitzen, und es ist daher wahrscheinlich, daß dieser bei der Entzündung sowohl aus dem brennbaren Körper, als aus dem Oxygen entbunden werde. Aus dieser Vorstellung wird die große Hitze begreiflich, welche bei der Entzündung der Knall-Luft entsteht. Denn da hier nicht nur das Oxygen, sondern auch der brennbare Körper (Hydrogen) vor der Entzündung luftförmig ist, der Wasserdunst aber, der durch die Entzündung entsteht, wahrscheinlich viel weniger gebundene Wärme enthält, als eine permanente Luftart, so begreift man, daß sich bei dieser Entzündung mehr Wärmestoff entwickeln könne, als bei irgend einer andern.

§. 5. Ein zweites sehr kräftiges Erregungsmittel der Wärme sind die Sonnenstrahlen. Sie wirken um so kräftiger, 1) je senkrechter sie auf die Oberfläche eines Körpers fallen; daher der große Unterschied ihrer Kraft unter den verschiedenen Himmelsstrichen, und in

den verschiedenen Jahreszeiten. 2) Sie wirken desto kräftiger, je concentrirter sie sind; daher die Hitze, die man durch Brenngläser und Brennspiegel erhält. Sind diese hinlänglich groß, so giebt ihre Wirkung der durch Lebensluft verstärkten Hitze nichts nach, oder übertrifft sie wohl gar. 3) Hängt die Wirkung der Sonnenstrahlen noch von einer besondern specifischen Beschaffenheit der Körper ab. Durchsichtige Körper werden durch dieselbe unmittelbar, wie es scheint, gar nicht, und unter den undurchsichtigen die hellfarbigen viel weniger als die dunkelfarbigen und schwarzen, erwärmt.

Anm. Über die Wirkungen der größten Brenngläser sehe man Cavallo's Handbuch der Exp. N. L. Th. 3. S. 111. ff. der deutschen Übersetzung.

§. 6. Diese Wärmeerzeugung läßt sich schwerlich anders begreiflich machen, als auf die oben §. 2 Nr. 4. angegebene Art, durch die Hypothese nämlich, daß das Licht der Sonne die innere Kraft des in den Körpern enthaltenen Wärmestoffs verstärke, und dadurch die Temperatur erhöhe. Denn die übrigen §. 2. Nr. 1 — 3 angegebenen Arten von Wärmeerregung lassen sich hier nicht anwenden. Man kann nicht füglich annehmen, daß uns die Sonne Wärmestoff zusende, und so nach Nr. 1. die Körper erhitze. Sie würde sich sonst mit der Zeit an Wärmestoff erschöpfen, welches anzunehmen nicht der geringste Grund vorhanden ist. Noch weniger kann man annehmen, daß sie nach Nr. 2. die Empfänglichkeit, d. h. die Anziehung der Körper gegen den freien Wärmestoff vermindere, und diesen dadurch in größere Freiheit setze. Am wenigsten darf man nach Nr. 3. annehmen, daß die Einwirkung der Sonne einen Theil des in den Körpern gebundenen Wärmestoffs frei

mache, und so die Körper erhitze. Es bleibt also allerdings nichts übrig, als die bei Nr. 4. ausgesprochene Erklärung; und alle daraus zu ziehende Folgerungen scheinen sich der Erfahrung genau anzuschließen.

Neuerlich hat der berühmte Herschel Versuche angestellt, welche zu beweisen scheinen, daß uns die Sonne nicht bloß Lichtstrahlen, sondern auch eigene, von jenen verschiedene unsichtbare Wärmestrahlen zusende, desgleichen, daß die verschiedenen farbigen Lichter, aus welchen das weiße Sonnenlicht zusammengesetzt ist, einen verschiedenen Grad von erwärmender Kraft haben. Giebt es solche eigene Wärmestrahlen, so haben sie Ähnlichkeit mit der oben erwähnten strahlenden Wärme (Cap. XIX. §. 3.), die vielleicht selbst nur von einer durch das Licht bewirkten Verstärkung der innern Kraft des Wärmestoffs herrührt. Über die gedachten Herschelschen Versuche, die sich im Wesentlichen durch die wiederholten Versuche anderer Gelehrten bestätigt haben, vergleiche man: Herschels Untersuchungen über Licht und Wärme, desgleichen Gilberts Annalen B. 7. S. 157. B. 10. S. 68. B. 12. S. 399. und 522. ꝛc. auch Cavallo's Exp. N. L. Th. 3. S. 109. der deutschen Übersetzung.

§. 7. Es giebt noch ein drittes Mittel Wärme und Kälte zu erregen, und dieses besteht darin, daß das Zusammenpressen der Körper Wärme, Erweiterung ihres Volumens Kälte erregt. Es lassen sich mehrere Erscheinungen, die man schon lange einzeln gekannt hat, unter diesen Gesichtspunkt vereinigen. Daß Schlagen und Reiben Wärme erregt, ist ohne Zweifel die Folge einer damit verbundenen Zusammenpressung; die erregte Wärme aber ist um so

stärker, je schneller und kraftvoller der Druck ist. Auch hat man schon längst wahrgenommen, daß Verdichtung der Luft Wärme, Verdünnung derselben Kälte erzeugt. Ein zuerst in Lyon angestellter Versuch hat gelehrt, daß die Wirkung viel stärker ist, als man sonst glaubte, indem eine kleine Luftmasse, die mit einem Stoß etwa acht bis zehn Mal verdichtet wird, in dem ersten Augenblicke so viele Wärme erhält, daß dadurch nicht nur Phosphor, sondern auch Feuerschwamm, Zunder und andere brennbare Körper entzündet werden können.

Auch diese Art von Wärme-Erregung erklärt sich aus der vorgetragenen Ansicht sehr befriedigend. Wird nämlich eine körperliche Masse zusammengepreßt, so wird zugleich der freie Wärmestoff, den sie enthält, in einen engern Raum gebracht, wodurch nothwendig eine Erhöhung der Temperatur entsteht. Bei einer Ausdehnung der Luft erfolgt das Gegentheil. Daß bei der Luft der Erfolg so beträchtlich ist, rührt offenbar daher, weil sie in viel höherem Grade, als tropfbare und feste Körper, preßbar und ausdehnbar ist. Doch ist es denkbar, daß hiebei auch Veränderungen in der gebundenen Wärme vorgehen könnten, da es nicht unwahrscheinlich ist, daß überhaupt ein Körper desto weniger gebundenen Wärmestoff enthalte, je dichter sein Aggregat-Zustand ist.

Künstliche Kälte.

§. 8. Man kennt gegenwärtig mancherlei Mittel, eine geringere oder größere Kälte hervorzubringen. Sie sind aber sämmtlich von der Art, daß dabei ein Körper aus einem dichteren in einen loseren Aggregatzustand

übergeht. Bei diesem Übergange wird, wie wir im 18ten Capitel gesehen haben, eine große Menge Wärmestoff gebunden. Der Körper bindet daher unter diesen Umständen nicht nur allen in ihm vorhandenen freien Wärmestoff, sondern entzieht ihn auch oft noch den umgebenden Körpern, und erniedrigt also die Temperatur derselben.

1. Es gehört hieher zuerst die Verdunstung, welche jederzeit Kälte erzeugt, desto mehr, je schneller sie geschieht. Äther und Weingeist bringen daher die stärkste Wirkung hervor, und wenn man eine Thermometerkugel mit Baumwolle umwickelt, diese mit Äther befeuchtet, und die Verdunstung durch Blasen, oder Anwehen befördert, so sinkt das Thermometer weit unter den Frostpunkt. Ja man ist im Stande durch dieses Mittel kleine Mengen von Queckſilber zum Frieren zu bringen. Aber selbst die Verdunstung des Wassers erzeugt eine in mehreren gemeinen Erfahrungen bemerkliche Abkühlung; ja man bedient sich in Ostindien dieser Verdunstung, um künstliches Eis in beträchtlicher Menge hervorzubringen. M. s. Voigt's Magazin f. d. Neuste a. d. Phys. IX. 2. S. 86.

Mehrere sehr merkwürdige Versuche von Configliachi und Leslie, durch Verdunstung des Wassers hohe Kältegrade hervorzubringen, sehe man in Gilberts Annalen B. 43. S. 341. — 390.

2. Ein zweites Mittel ist die Auflösung der meisten (wahrscheinlich aller) Salze, die ihr volles Krystallisationswasser haben, im Wasser; wobei also das feste Salz flüssig wird. Die Abkühlung ist indessen meistens

nur gering. Ein Salz hingegen, das seines Krystallisationswassers beraubt ist, erzeugt bei seiner Auflösung im Wasser, Wärme, indem das Salz allezeit zuerst Wasser anzieht, und in den festen Zustand versetzt, ehe die Auflösung vor sich geht.

3. Noch wirksamer ist die Auflösung krystallisirter Salze, besonders des Glaubersalzes, welches sehr viel festes Wasser enthält, in Schwefelsäure und Salpetersäure. Die Schwefelsäure muß aber in einem gewissen Verhältnisse mit Wasser verdünnt sein, und man hält die Vermischung gleicher Theile für das beste Verhältniß. Die Salpetersäure aber muß sich in einem Mittelzustande zwischen der vollkommenen (farbenlosen), und der unvollkommenen (rauchenden) befinden, und man vermischt zu dem Ende zwei Theile rauchender Salpetersäure mit einem Theil Wasser, wodurch man eine grüne Flüssigkeit erhält. Je stärker die so bereitete Säure und das Glaubersalz vor dem Versuche abgekühlt sind, desto größer ist die Kälte, welche man erhält.

4. Am wirksamsten aber sind die Vermischungen krystallisirter Salze mit Schnee oder fein gestoßenem Eise. Mengt man z. B. Salmiak, oder Kochsalz mit Schnee, so schmilzt die Mischung, d. h. beide Bestandtheile gehen aus dem festen in den tropfbaren Zustand über, und binden dabei so viel Wärme, daß das Thermometer bei Salmiak ungefähr bis — 12, bei Kochsalz bis — 17 unter dem Frostpunkt sinkt. Man hat bis jetzt kein Salz in dieser Rücksicht wirksamer gefunden, als salzsaure Kalkerde, wenn sie den vollen Gehalt an festem Wasser hat, den sie haben kann, und das beste

Verhältniß ist, wenn 4 Theile derselben mit 3 Theilen Schnee vermischt werden. Da man sie leicht in Menge haben kann, so ist es gegenwärtig nicht schwer, beträchtliche Mengen von Queckſilber zum Gefrieren zu bringen.

Anm. M. ſ. über dieſe ganze Materie Gehler und Fiſcher in den Artikeln Kälte, künſtliche. Ferner Gren's Journal der Ph. I. 419. II. 358. Gren's neues Journal der Ph. III. 458. Gilberts Ann. B. 43. S. 341. ff. Endlich über die Verſuche, die zuerſt Lowitz mit ſalzſaurer Kalkerde angeſtellt hat, Crell's chem. Annalen B. 1. S. 529.

Vierter Abschnitt.

Von den tropfbaren Körpern.

Einundzwanzigstes Capitel.

Von den tropfbaren Flüssigkeiten im Allgemeinen.

§. 1. Unter den tropfbaren Flüssigkeiten sind nur wenige selbstständig, d. h. durch sich selbst und im reinen Zustande tropfbar. Außer Wasser und Quecksilber kann man nur noch Weingeist, Äther und die flüssigen Öle hieher rechnen. Es besitzen aber diese Flüssigkeiten, besonders das Wasser, so wirksame auflösende Kräfte gegen sehr viele feste, tropfbare, und selbst luftförmige Stoffe, daß man eine unendliche Menge tropfbarer Flüssigkeiten aufstellen kann, wenn man alle diese Auflösungen mitzählt.

Vom Wasser.

§. 2. Die Wichtigkeit der Rolle, welche das Wasser in der anorganischen sowohl als organischen Natur spielt, und der unendlich mannigfaltige Gebrauch, wel-

chen der Mensch von demselben macht, können selbst dem unachsamen Beobachter nicht entgehen.

§. 3. Im reinen Zustande ist das Wasser vollkommen durchsichtig, farbenlos, geruchlos und geschmacklos. Aber man kann es ganz rein nur durch wiederholte Destillationen erhalten. Beinahe rein liefert es uns die Natur im Regen- und Schnee-Wasser. Im Fluß-Quellen-, Brunnen-, Grund- und Meerwasser hingegen enthält es allezeit fremde, besonders salzige, auch organische Stoffe (die man bisher zu wenig beachtet hat), aufgelöst; wodurch es zu unserm Nutzen mehr oder minder brauchbar wird.

Anm. Alles Regen- und Schnee-Wasser enthält etwas Schleimartiges von organischem Ursprunge. Dieses äußert sich theils dadurch, daß man beim Durchseihen das Fließpapier oft ändern muß, theils dadurch, daß es in offenen oder leicht bedeckten Gefäßen fault, und daß sich in verschlossenen bisweilen Flocken absondern.

§. 4. Wegen der starken Verwandtschaft des Wassers zu den meisten körperlichen Materien, nimmt es nicht nur sehr viele Körper in sich auf, sondern wird selbst von vielen festen, tropfbaren und luftförmigen Körpern aufgenommen, so wie es durch die bloße Wärme schon in ausdehnsamen Dunst verwandelt wird. In dergleichen Verbindungen wird es oft selbst fest oder ausdehnsam, und entzieht sich dann gänzlich unsern Sinnen. In diesem Zustande nennt man es gebundenes Wasser.

§. 5. Besonders ist das Verhalten des Wassers gegen die Salze zu bemerken. Alle Salze äußern eine beträchtliche chemische Anziehung gegen das Wasser, und verbinden daher allezeit einen gewissen Theil desselben

mit ihrer Masse. Dieses fest gewordene oder gebundene Wasser hat man Krystallisations-Wasser genannt, weil man vormals glaubte, daß ohne dasselbe keine Krystallisation statt fände. Dieses Wasser ist aber meistens so fest mit der eigentlichen Salzmasse verbnnden, daß es bei vielen Salzen (z. Bei bei dem Kochsalze) nur durch starke Hitze ausgetrieben werden kann. Andere Salze aber lasseu es bei der Berührung mit der Luft freiwillig wieder fahren, und zerfallen (wie z. B. das Glaubersalz) in Pulver. Noch andere fahren fort, Wasser aus der Luft anzuziehen, und zerfließen endlich in diesem Wasser (wie z. B. Pottasche und salzsaure Kalkerde). Wenn man daher auf eine ihres Wassers beraubte Salzmasse nur wenig Wasser gießt, so besteht die erste Wirkung darin, daß das Wasser vom Salz aufgenommen, und fest gemacht wird. Gießt man aber mehr darauf, als es fest machen kann, so löset sich das mit Wasser gesättigte Salz auf, und wird flüssig.

Anm. Der Begriff eines Salzes ist ein empirischer, und daher keiner scharfen Erklärung fähig. Geschmack und Auflöslichkeit im Wasser sind zwar in den meisten Fällen entscheidende Merkmale; aber man rechnet im weiteren Sinne auch alle Verbindungen von Erden und Metall-Oxyden mit Säuren unter die Salze, obgleich viele (z. B. kohlensaure Kalkerde) jener beiden Kennzeichen ermangeln. Das im §. beschriebene Verhalten gegen das Wasser aber scheint allen Salzen gemein zu sein.

§. 6. Das Verhalten des Wassers gegen die Wärme haben wir schon im vorigen Abschnitt kennen gelernt; auch wissen wir aus Cap. III. §. 9, daß das Wasser nicht, wie man sonst glaubte, ein einfacher Stoff, sondern daß es aus Oxygen und Hydrogen zusammengesetzt ist.

Man hat neuerlich wieder angefangen, die Zersetzbarkeit des Wassers zu bestreiten, indem man behauptet hat, daß das Wasser durch bloße Verbindung entweder mit Wärmestoff, oder mit andern unwägbaren Stoffen, in eine bleibende Luftart verwandelt, oder aus diesem Zustand durch den entgegengesetzten Prozeß wieder in Wasser verwandelt werden könne. Es beruhen aber diese Behauptungen zum Theil auf erweislich unrichtigen, zum Theil wenigstens auf unsichern Gründen. (M. vergl. Gilbert's Annalen IX. 256).

De Luc nahm eine Verwandlung der Luft in Wasser an, und Ritter behauptete, daß Wasser mit Glas-Electricität verbunden Oxygen-Luft, mit Harz-Electricität Hydrogen-Luft bilde.

§. 7. Von den mechanischen Eigenschaften des Wassers ist keine für den Physiker wichtiger, als das Gewicht desselben. Unter den vielen Versuchen, welche zu der genausten Bestimmung seines Gewichts angestellt worden sind, muß man folgende beide als Normalversuche ansehen.

1) Eine sehr sorgfältige zu Berlin 1798 unternommene Abwägung, gab das Gewicht von einem Brandenburgischen Duodecimal-Cubikzoll destillirten Wassers bei einer Temperatur von 14° De Luc, 288 Gran, oder 1,2 Loth des alten deutschen Medicinal-Gewichts. M. s. Eytelwein's Vergleichung der in den Preuß. Staaten eingeführten Maaße und Gewichte. Berlin, 1798. §. 28.

Nach der neuen Gewichts-Ordnung vom 16ten Mai 1816. soll ein Preuß. Cubik-Zoll bei 15° der 80theiligen Scale $1\frac{2}{9}$ Preuß Loth wiegen, welches von der vorigen Bestimmung nicht abweicht, wie man leicht aus den Bestimmungen nachrechnen kann, die in der kurzen Nachricht enthalten sind, welche sich vor der Ein-

leitung dieses Lehrbuches befindet. Auch sehe man den folgenden 8ten §.

2) Bei der Anordnung des neuen Systems von Maaßen und Gewichten in Frankreich wurde eine ähnliche Abwägung mit aller nur erdenklichen Sorgfalt unternommen; weil das Gewicht von einem Cubik-Centimeter destillirten Wassers, im Zustande seiner größten Verdichtung, d. h. bei $3\frac{1}{5}$ Grad De Luc (XVIII. §. 2.) unter dem Namen Gramme, die neue Einheit des Gewichtes werden sollte. Man fand dieses Gewicht = 18,82715 Gräns des alten franz. Mark-Gewichts. Hauy's Physik, übersetzt von Weiße. Bd. I. S. 104 (Leipzig 1804).

Anm. Die Vergleichung der Berliner und Pariser Abwägungen läßt sich nach den in der Preuß. Maaß- und Gewichts-Ordnung enthaltenen Bestimmungen viel einfacher machen, als es in der ersten Ausgabe geschehen war. Zur Rechnung sind nur zwei Data erfoderlich, welche nach der Gewichts-Ordnung folgende sind;

12 Pr. Zoll = 0,313 853 5 Métres

1 Gramme = 9,068 418 27 Pr. Loth.

Nimmt man hiezu die im §. gegebene Bestimmung, daß das Gewicht von 1 Cubik-Centimeter dest. Wassers von $3\frac{1}{5}$ Grad Wärme 1 Gramme sei, so ergiebt sich, daß 1 Pr. Cub. Zoll dest. Wasser bei $3\frac{1}{5}$ Gr. der 80theiligen Scale wiegen müßte 288,439 Gran des vormaligen Med. Gewichts. Setzt man nun das spec. Gewicht des Wassers bei der größten Dichtigkeit ($3\frac{1}{5}$ Grad) = 1, so ist es bei 14°, wobei die Berliner Abwägung gemacht worden, nach der im folgenden §. enthaltenen Tabelle, = 0,99872; und hieraus ergiegt sich, daß der Cubik-Zoll Wasser bei 14° wiegen müsse 288,065 Gran, welches noch nicht um volle 0,07 Gran von der wirklichen Wiegung abweicht. Daß der neuern Bestimmung der Schwere des Wassers in der Preuß. Maaß- und Gewichts-Ordnung geradezu die Pariser Abwägung zum Grunde liegt, ist schon in der vor der Einleitung befindlichen kurzen Nachricht gezeigt worden.

§. 8. Da es oft wichtig ist, das specifische Gewicht des Wassers unter verschiedenen Temperaturen nach der 80theiligen Scale zu kennen, so fügen wir folgende Tabelle hinzu, die nach Gilpin's Versuchen berechnet ist.

A.	B.	A.	B.
— 1	0,99980	10	0,99948
± 0	0,99988	11	0,99932
+ 1	0,99994	12	0,99914
2	0,99998	13	0,99895
3	1,00000	14	0,99872
4	0,99999	15	0,99848
5	0,99996	16	0,99823
6	0,99991	17	0,99797
7	0,99983	18	0,99769
8	0,99974	19	0,99739
9	0,99962	20	0,99708
10	0,99948	21	0,99676

Die Spalte A enthält die Thermometergrade nach der 80theiligen Scale, und die Spalte B das spec. Gewicht des Wassers. Man bemerke aber, daß die größte Dichtigkeit des Wassers nicht, wie es aus der Tabelle scheinen kann, auf 3 Grad, sondern genauer auf $3\frac{1}{5}$ Grad fällt. Nun beträgt die Verminderung bei 3° noch keine halbe, und bei 4° noch keine ganze Einheit der 5ten Bruchstelle.

Anm. Die hier gegebene Tabelle ist nicht die Gilpinische selbst, sondern nur zum bequemeren Gebrauch aus derselben berechnet. Gilpin's Tabelle findet man in Gren's neuem Journal der Physik. B. 2. S. 374. f. Sie enthält das spec. Gewicht des Wassers für alle Fahrenheitsche Grade von + 30° bis + 80°. Gilpin setzt aber das Gewicht des Wassers = 1, nicht bei $39\frac{7}{8}$ Grad (welches mit $3\frac{1}{5}$ De Luc einerlei ist), sondern bei 60°. Daher mußte mit den Zahlen seiner Tabelle eine doppelte Reduc-

tion vorgenommen werden. Zuerst wurden die Dichtigkeiten für alle Grade der 80theiligen Scale von — 1° bis + 21° durch einfaches Interpoliren berechnet; dann wurden alle so gefundene Zahlen durch 1,00094 dividirt, welches nach der Gilpinischen Tafel die größte Dichtigkeit des Wassers ist.

Ein schwedischer Naturforscher Hällström hat mit großer Sorgfalt das spec. Gewicht des Wassers von 0° bis 20° der hunderttheiligen Scale bestimmt. Man findet seine Tabelle in Gilberts Annalen B. 20. S. 384—391. Sie ist vielleicht noch genauer, als die Gilpinische. Wir haben indessen diese vorziehen zu müssen geglaubt, weil sie in der neuen Preußischen Maaß- und Gewichts-Ordnung zum Grunde gelegt worden.

Da die Schwere des Wassers bei 0° öfters in physikalischen Untersuchungen gebraucht wird, so fügen wir noch ihre Berechnung nach der obigen Tabelle hinzu, um zugleich den Gebrauch der Tabelle zu erläutern. Bei 15° und 0° verhält sich die Dichtigkeit des Wassers wie 0,99848 : 0,99988. Da nun nach der Preuß. Gewichts-Ordnung 1 Cubik-Zoll Wasser (bei 15°) $1\frac{2}{3}$ Loth wiegen muß, so ist dieses Gewicht in dem obigen Verhältniß zu vergrößern, und man findet das Gewicht von 1 Cub. Zoll Wasser bei 0° = 1,22393 Preuß. Loth.

§. 9. Preßbarkeit und Ausdehnbarkeit

kommen als allgemeine Eigenschaften aller Körper (Cap. I. §. 8.), allerdings auch dem Wasser zu. Nach neueren Versuchen, von denen unten (§. 16.) Nachricht gegeben wird, muß man ihm und allen tropfbaren Flüssigkeiten, als Thatsache, auch Elasticität beilegen: d. h. das Wasser kann auch durch mechanischen Druck verdichtet werden, nimmt aber, sobald der Druck aufgehoben ist, von selbst seine erste Dichtigkeit wieder an. Den Sinnen kann aber diese Elasticität nur durch Anwendung großer Kräfte und künstlicher Vorrichtungen bemerklich gemacht werden.

§. 10. Daß das Wasser porös sei, läßt sich weder durch Versuche, noch durch Schlüsse auf eine genügende Art darthun. Unsern Sinnen erscheint es als eine vollkommen stetige Masse, und die Erfahrung hat gelehrt, daß es die feinsten Luftarten, sofern keine chemische Verwandschaft dabei ins Spiel kommt, aufs vollkommenste sperrt. Schlüsse aber, die sich auf eine atomistische Vorstellungsart gründen, beruhen auf einer in sich selbst unsichern Grundlage.

Vom Queckſilber.

§. 11. Da von dem Queckſilber bei Versuchen sehr häufig Gebrauch gemacht wird, so muß auch der mechanische Physiker einige Kenntniß von diesem Körper haben. Es ist ein wahres und vollkommenes Metall, das sich in seinen chemischen Eigenschaften sogar den edlen Metallen nähert. In seinem festen Zustande (XVIII. §. 4.) fehlt ihm auch nicht einmal das äußere Ansehen eines festen Metalls. Das reinste ist dasjenige, welches aus Zinnober abgeschieden wird. In diesem Zustande ist sein specifisches Gewicht 13,586 gegen Wasser gerechnet. Von seinem chemischen Verhalten ist hier bloß zu merken, daß es alle Metalle, das einzige Eisen ausgenommen, leicht auflöst. Seine Verbindungen mit anderen Metallen nennt man Amalgame. Man muß daher bei Versuchen seine Berührung mit andern Metallen als Eisen vermeiden. Man kann es in gläsernen, irdenen, oder hölzernen Gefäßen verwahren.

Vom Weingeiſt.

§. 12. Alle süßen Pflanzensäfte sind der sogenannten Weingährung fähig. Während derselben verwandelt

sich ein Theil des darin enthaltenen Zuckers in eine brennbare Flüssigkeit, die man Weingeist nennt. Wegen seiner Flüchtigkeit kann er bei gelinder Wärme durch eine Destillation von den übrigen Bestandtheilen der Pflanzensäfte getrennt werden; doch geht mit ihm unvermeidlich eine noch größere Menge Wasser über. Durch eine neue Destillation kann er mehr entwässert werden, und ist dann der gemeine Branntwein. Wird die Destillation öfter wiederholt, so wird er immer wasserfreier, und heißt dann rectificirter Weingeist, oder Alcohol. Das specifische Gewicht desselben ist 0,820 bis 0,837. Er ist desto reiner, je leichter er ist. Doch kann er durch Destillationen höchstens so weit entwässert werden, daß er ungefähr nur $\frac{1}{4}$ seines Gewichts an Wasser enthält. Soll er weiter gereinigt werden, so ist dazu eine Destillation über geglühten, austrocknenden Salzen (§. 4.) nöthig. Man glaubt, daß er nach dieser Operation ganz wasserfrei sei, und nennt ihn absoluten Weingeist oder Alcohol. In diesem Zustande ist sein spec. Gewicht 0,792.

Anm. Es ist indessen wohl nicht ganz richtig, was allgemein angenommen wird, daß der sogenannte absolute Alcohol noch wahrer Weingeist sei. Er ist vielmehr eine Flüssigkeit eigener Art, die in Ansehung ihrer Eigenschaften zwischen dem Weingeist und dem Äther steht. Das Wasser, welches noch in dem rectificirten Weingeist enthalten ist, muß nicht als beigemischtes Wasser, sondern als ein wesentlicher Bestandtheil des Weingeistes angesehen werden; oder genauer zu reden: der Weingeist enthält die Bestandtheile zu einer gewissen Menge Wasser, aber diese nicht als Wasser, sondern mit seinen übrigen Bestandtheilen innigst verbunden. Bei der Destillation über geglühten Salzen, erzeugt sich erst aus diesen Bestandtheilen das Wasser, wodurch aber der Weingeist in seiner Mischung verändert wird, also nicht mehr Weingeist bleibt.

§. 13. Der reine Weingeist ist also eine selbstständige Flüssigkeit, welche ursprünglich aus der organischen Natur abstammt. Er ist vollkommen durchsichtig und farbenlos, von angenehmem Geruch und feurigem Geschmack. Er verbrennt ohne Rauch, Ruß und Rückstand, mit einer schwachen blauen Flamme. Er läßt sich mit Wasser in allen Verhältnissen mischen, und es zeigt sich hiebei eine innere Erwärmung; die Mischung aber nimmt einen geringern Raum ein, als die beiden Bestandtheile vor der Mischung. Von seinem Verhalten gegen die Wärme ist schon im 3ten Abschnitte geredet worden. Er löset sehr viele Körper auf, besonders die eigentlichen Harze, welche Verbindung man Lackfirnisse nennt. Von den Salzen löst er viele auf, andere nicht, worüber die chemischen Handbücher nachzusehen sind, z. B. Gren's Handbuch Theil II. §. 1831 — 1835; desgl. Wenzels Lehre von der Verwandtschaft der Körper. Dresden, 1782. Abschn. XVII. p. 428. ff. Im reinen Zustande ist er keiner weitern Gährung oder Fäulniß fähig, und schützt hineingetauchte organische Körper gegen dieselbe.

Äther oder Naphtha.

§. 14. Der Äther (den man nicht mit der Bergnaphtha verwechseln muß) ist eigentlich ein in dem Mischungsverhältniß seiner Bestandtheile veränderter Weingeist. Gewöhnlich wird er durch eine Behandlung desselben mit Schwefelsäure bereitet, und dann nennt man ihn Schwefel-Äther (Aether sulfuricus). Er ist farbenlos, von höchst angenehmem, und durchdringendem Geruch, und feurigem Geschmack. Er ist höchst flüchtig, und entzündet sich daher nicht bloß, wie der Weingeist,

bei Berührung, sondern schon bei der Annäherung einer Flamme. Er verbrennt auf ähnliche Art, als der Weingeist, setzt aber dabei Rahm ab. Er löset manche Körper, besonders Harze auf; für das sogenannte Federharz ist er das einzige bekannte Auflösungsmittel, welches die Elasticität desselben nicht zerstört. Er ist die leichteste aller bekannten tropfbaren Flüssigkeiten: das specifische Gewicht eines sorgfältig bereiteten ist 0,745; doch ist er nach Lowitz einer noch stärkeren Entwässerung fähig. Mischt man ihn ungefähr mit gleichen Theilen Wasser, so läßt sich doch keine gleichförmige Verbindung beider bewerkstelligen; sondern wenn die Flüssigkeit ruhig wird, sondern sich deutlich zwei Flüssigkeiten ab, von denen die oberste aus vielem Äther und wenig Wasser, die unterste aus vielem Wasser und wenig Äther besteht. Er läßt sich also nicht in allen Verhältnissen mit Wasser mischen.

Von den wesentlichen Eigenheiten des tropfbaren Zustandes.

§. 15. Im 2ten Capitel, wo es nur auf eine vorläufige Unterscheidung der Aggregat-Zustände ankam, wurde (§. 4.) der Begriff der Tropfbarkeit so bestimmt, daß es der Zustand des Gleichgewichts zwischen Cohäsions- und Expansiv-Kraft sei. Hier ist es nothwendig diesen Begriff schärfer zu bestimmen.

Durch unzweideutige Versuche (die wir aber dem 25sten Capitel vorbehalten müssen) läßt sich zeigen, daß in allen tropfbaren Flüssigkeiten noch immer einige, wiewohl nur schwache Cohäsion der Theile vorhanden sei. Da uns übrigens weder die Sinne, noch anderweitige Gründe berechtigen, eine Flüssigkeit für porös

zu halten, so ist der bestimmtere Begriff einer solchen Flüssigkeit folgender.

Eine körperliche, also undurchdringliche Materie, welche ihren Raum stätig füllet, aber mit einer so schwachen Cohäsion der Theile, daß sie durch eine sehr geringe Kraft verschoben, oder getrennt werden können, heißt eine tropfbare Flüssigkeit.

Um die Begriffe der verschiedenen Aggregat-Zustände zur möglichsten Deutlichkeit zu bringen, muß man chemisches und mechanisches Gleichgewicht sorgfältig unterscheiden. Jenes ist der Stillstand einer materiellen, dieses einer lokalen Veränderung der Materie. Die Gesetze, von denen ein chemisches Gleichgewicht abhängt, sind größtentheils noch sehr dunkel, wenn auch neuerlich manches merkwürdige, besonders von Berzelius in Stockholm darüber entdeckt ist. So entstehen die meisten chemischen Verbindungen, nur bei ganz bestimmten quantitativen Verhältnissen der Bestandtheile, die sich aber nicht a priori bestimmen lassen. Zur Hervorbringung chemischer Verbindungen aber ist es in den allermeisten Fällen noch nicht hinreichend, die Bestandtheile in den richtigen Verhältnissen zusammen zu bringen, sondern es müssen in jedem Falle noch besondere Bedingungen erfüllt werden, wenn die chemische Mischung erfolgen, und eine neue Materie entstehen soll. Was im 3ten Cap. §. 9. ff. über die chemische Erzeugung des Wassers gezeigt worden, kann zur Erläuterung aller dieser Umstände dienen. Alle Bedingungen eines chemischen Gleichgewichts können also nicht aus allgemeinen Gesetzen, sondern müssen überall nur aus der Beobachtung erkannt werden. Die Bedingungen eines mechanischen Gleichgewichts hingegen sind, wie wir schon in der Statik fester Körper gesehen haben, von sehr einfachen Gesetzen abhängig, aus denen sie größtentheils ohne alle Schwierigkeit abgeleitet werden können.

Es entstehet nun die Frage, ob man die Übergänge aus einem Aggregat-Zustande in den andern als mechanische, oder

als chemische Veränderungen anzusehen habe? Alle Erfahrungen und Gründe vereinigen sich für die letztere Ansicht. Denn daß eine bloß örtliche Veränderung in der Lage der Theile keinen veränderten Aggregat-Zustand herbeiführen könne, scheint sogar anschaulich zu sein. Wenn man sich nämlich auch einen festen Körper in unendlich feinen Staub getheilt vorstellt, so erwächst daraus eben so wenig die Vorstellung von etwas tropfbarem, als aus der Zerstreuung solcher unendlich feinen Stäubchen, die Vorstellung von etwas luftförmigem. In der That läßt sich Tropfbarkeit ohne stätigen Zusammenhang nicht denken; und selbst einige Cohäsion der Theile läßt sich von der Vorstellung nicht ausschließen, weil sonst die Entstehung der Tropfen unerklärlich sein würde. Über dieses haben wir schon im 3ten Capitel bei der Erzeugung des Wassers gezeigt, daß alle materielle Verschiedenheit der Körper nicht bloß von der wahrnehmbaren Materie herrühren könne, sondern daß wir genöthigt sind, jeden Körper als eine innige chemische Verbindung von wahrnehmbarer Materie, mit nicht wahrnehmbaren Stoffen zu betrachten. Und im 18ten Capitel ist gezeigt worden, daß bei allen Veränderungen des Aggregat-Zustandes eine Bindung oder Entbindung von Wärme statt finde. Man wird daher schwerlich der Überzeugung widerstehen können, daß die Änderungen des Aggregat-Zustandes chemische Veränderungen sind. Als solche stehen sie aber unter eigenthümlichen nur empirisch erkennbaren Gesetzen, und sind nicht an die Bedingung der Entstehung oder Aufhebung eines mechanischen Gleichgewichts gebunden.

Betrachtet man nun die Umstände, unter welchen feste Körper durch Erhöhung der Temperatur zum Schmelzen gebracht werden, so ist klar, daß der Übergang in den tropfbaren Zustand, also die chemische Bindung des Wärmestoffs, nicht erst dann eintritt, wenn sich die erhöhte Expansivkraft mit der Cohäsionskraft in ein mechanisches Gleichgewicht gesetzt hat, sondern früher, wenn die Cohäsionskraft noch ein gewisses Übergewicht hat. Die Temperatur aber, bei welcher sich das chemische Gleichgewicht bildet, tritt bei manchen Körpern in einem größeren, bei anderen in einem kleineren Abstande der Temperatur von dem Punkte des mechanischen Gleichgewichtes ein. Tritt es lange vor-

her, ehe Cohäsions- und Expansivkraft gleich werden, ein, so daß also die Cohäsionskraft noch ein bedeutendes Übergewicht hat, so wird der Körper zuerst nur weich, und das Schmelzen erfolgt langsam. Tritt die chemische Wirkung kurz vor dem mechanischen Gleichgewicht ein, so erfolgt das Schmelzen schnell. Dieses sind bekannte Erscheinungen, die sich aber schwerlich anders als durch die vorgetragene Ansicht erklären lassen. Eben so wird man schwerlich auf andere Art deutlich machen können, warum alle tropfbare Flüssigkeiten, einige bald schwächere, bald stärkere Cohäsion der Theile zeigen, die indessen überall so klein ist, daß durch sie eine sehr große innere Beweglichkeit der Theile nicht gehindert werden kann. In der That scheint es, als ob sich die im §. gegebene Erklärung, die eigentlich nur unstreitige Thatsachen ausspricht, auf dem hier bezeichneten Wege, auch wissenschaftlich ableiten lasse. Wie dem aber auch sei, so möchte sich die Erklärung selbst schwerlich bestreiten lassen.

§. 16. Es giebt aber noch eine Eigenschaft, welche zufolge der Erfahrung allen tropfbaren Flüssigkeiten ohne Ausnahme zukommt; nämlich eine Art von Elasticität, welche darin besteht, daß jede solche Flüssigkeit durch jeden auch den schwächsten Druck verdichtet wird; sobald aber der Druck aufhört, von selbst wieder in den ersten Zustand der Dichtigkeit zurückkehrt.

Es ist vormals viel über Preßbarkeit (Compressibilität) (I. 8.) des Wassers gestritten worden. Hätte man den Begriff scharf bestimmt, so hätte man schwerlich streiten können. Denn die bloße Möglichkeit, daß ein Körper einen größeren oder geringeren Raum füllen könne, liegt in den Erscheinungen der Wärme deutlich vor Augen. Aber anders verhält es sich mit der Frage, ob eine tropfbarkeit Flüssigkeit durch mechanischen Druck verdichtet, und durch eigene innere Kraft, wenn der Druck nachläßt, wieder ausgedehnt werden könne? d. h. ob sie elastisch sei? Hierüber sind früher sehr viele Versuche und Untersuchungen angestellt

worden, ohne die Frage zu einer allgemein anerkannten Entscheidung zu bringen. Eine ziemlich vollständige Nachricht darüber findet man in den phys. Wörterbüchern; bei Gehler IV. 631. ff. bei Fischer V. 500. ff. Die besten Versuche dieser Art (besonders die von Abich und Zimmermann in Braunschweig) ließen den Zweifel übrig, ob der Erfolg, einer Elasticität des Wassers oder des Gefäßes zuzuschreiben sei. James Perkin Esq. in London ist der erste, der vor einigen Jahren die Versuche auf eine Art angestellt hat, welche diesen Zweifel beseitigen. Nachricht von seinen mannigfaltigen Versuchen findet man in Gilberts Annalen B. 72. S. 173. ff. Das Eigenthümliche seiner Versuche besteht darin, daß er das Wasser in einem Gefäße zusammen zu pressen suchte, unter Umständen, wo das Gefäß von innen und außen einem gleichen Druck ausgesetzt war, also seine eigene Elasticität auf keine bemerkliche Art äußern konnte. In einem der entscheidensten Versuche wurde eine metallene Röhre (die nur eine kleine Öffnung hatte, welche von innen durch ein starkes Ventil geschlossen war, das nur Wasser hinein, aber nicht heraus ließ) genau mit Wasser gefüllt, und die gefüllte Röhre wurde in einen größeren Wasserbehälter gebracht, und erst in diesem wurde das Wasser mit einer ungeheuern Kraft, vermittelst einer Brahmahschen hydrostatischen Presse (XXII. §. 5.) zusammen gedrückt. Nach Beendigung des Versuches enthielt die Röhre mehr Wasser, als zu Anfange des Versuches, und das hinein gepreßte drang mit großer Gewalt, wenn eine Öffnung gemacht wurde, heraus.

Da Perkins Versuche etwas umständlich sind, so ist es sehr verdienstlich, daß Hr. Prof. Örstedt in Copenhagen, eine Geräthschaft erdacht hat, womit diese Versuche bequem, leicht, genau, und mit allen Arten von Flüssigkeiten angestellt werden können. Da dem Verf. keine gedruckte Beschreibung von dieser sehr zweckmäßigen Compressions-Maschine bekannt ist, so dürfte es dem Leser angenehm sein, hier eine gedrängte Beschreibung derselben, nach einem von dem Hrn. Geh. Rath Pistor in Berlin angefertigten Exemplare zu finden.

In Fig. 36, a ist das äußere Gefäß, in Fig. 36, b die innere Geräthschaft so weit abgebildet, als es zu einer deutlichen

Beschreibung nöthig schien. ABCD (Fig. 36, a) ist ein starkes Cylinderglas, von etwa 8 bis 10 Zoll Höhe, und gegen 2 Zoll Durchmesser im Lichten. Unten hat es, des festeren Standes wegen, einen breiten Fuß EF von Messing. Am oberen Rande ist eine Fassung GH von Messing, stark befestigt, deren Gestalt in der Figur durch horizontale Schattenstriche bemerklich gemacht ist. Diese Fassung greift oben bei A und B über den Rand des Glases nach innen, und hat an der innern Fläche Mutterschraubengänge. Diese dienen dazu, den messingenen Deckel IK aufzuschrauben, dessen äußere Gestalt durch senkrechte Schattenlinien bemerklich gemacht ist. Zwischen der Fassung und dem Deckel liegt bei r und s ein in Fett getränkter Ring von Leder, um den Deckel luft- und wasserdicht aufschrauben zu können. An der einen Seite (in der Fig. unter I) ist die Schraube des Deckels nach innen mit einem feinen Loche durchbohrt, dessen Zweck sich in der Folge ergeben wird. Der Deckel ist in der Mitte cylindrisch durchbohrt. Der Durchmesser des Loches ist 0,4 bis 0,5 Zoll. In diesem Loche befindet sich ein genau gearbeiteter Cylinder L, der ungefähr einen halben Zoll länger, als der Deckel dick ist. Es beträgt aber die Dicke des Deckels an dieser Stelle etwas mehr als einen Zoll. Denn der Deckel ist inwendig hohl, und enthält eine Lederbüchse, welche in der Figur, um die kleine Zeichnung nicht durch Überladung undeutlich zu machen, weggelassen ist. Jeder, der mit dem Bau einer Lederbüchse bekannt ist, wird die dazu nöthige Zusammensetzung des Deckel aus drei Stücken leicht einsehen. Es kann also der Cylinder L durch den Deckel luft- und wasserdicht auf und niedergeschoben werden. Da hiezu aber bei den Versuchen eine beträchtliche Kraft erfoderlich ist, so geschieht die Bewegung vermittelst einer Schraube. Es ist nämlich an dem Deckel ein starker Bügel MN in Gestalt eines Handgriffes befestigt. Dieser ist gerade in der Mitte über L durchbohrt, und das Loch enthält eine Schraubenmutter von feinem Gewinde. Durch diese geht die Schraube RQ, welche an dem Cylinder L auf solche Art befestigt ist, daß er der Schraube folgen muß, man mag sie vermittelst des Hebels OP ab- oder aufwärts drehen. Soviel von der äußeren Geräthschaft.

Den innern Theil stellt Fig. 36, b vor. NO ist eine Platte von Messing, von solcher Höhe und Breite, daß man sie bequem in das Cylinderglas, und zwar ganz in den innern Raum ABCD bringen kann. Auf dieser Platte ist ein gläsernes Gefäß bea befestigt. Der obere Theil be bestehet aus einer sehr feinen calibrirten Thermometer-Röhre, die sich oben bei b trichterförmig öffnet; der untere Theil a ist ein länglich rundes Gefäß, dessen Glas sehr dünn sein muß. Dieses Gefäß ist etwa 2 Zoll hoch und 1 Zoll weit. Daß die Platte an dieser Stelle durchbrochen sein muß, bedarf keiner Erinnerung. Auf der Platte NO ist noch ein Stück einer calibrirten Barometer-Röhre cd befestigt. Es ist oben bei c zugeschmolzen, unten bei d offen. Neben jeder der beiden Röhren befindet sich auf der Platte eine (in der Figur nicht gezeichnete) Scale. Ihre Theile sind von beliebiger Größe, müssen aber sehr klein, und genau gemacht sein. Soviel über die Construction der Geräthschaft.

Der Gebrauch dieses Instrumentes ist folgender. Das Glasgefäß bea (Fig. 36, b) ist es eigentlich, worin die Wirkungen des Druckes beobachtet werden. Man füllt dieses Gefäß mit dem reinsten destillirten und ausgekochten Wasser (oder auch mit einer andern zu untersuchenden Flüssigkeit) bis an den Trichter b, und in diesen thut man ein Tröpfchen Quecksilber, welches wegen Enge der Röhre hier liegen bleibt, und das Wasser sperrt. Hierauf füllt man das ganze Cylinderglas ABCD (Fig. 36, a) bis oben mit Wasser, und schiebt die Vorrichtung NO (Fig. 36, b) hinein. Jetzt schraubt man den Deckel IK wieder auf, nachdem man den Cylinder L so weit in die Höhe geschraubt hat, daß die untere Fläche desselben und des Deckels in einer Ebene liegen. Indem man den Deckel aufschraubt, wird, wie leicht einzusehen, das überflüssige Wasser, durch das kleine Loch unter I herausgetrieben, bis sich die Öffnung des Loches durch scharfes Aufschrauben des Deckels verschließet. Auf diese Art ist die Geräthschaft zu der Beobachtung vorbereitet.

Sobald man nun anfängt, den Cylinder L vermittelst der Schraube RQ in das Gefäß hineinzutreiben, sinkt das Quecksilber-Tröpfchen, das sich in dem Trichter b befindet, in die Röhre be hinein, und zwar desto tiefer, je weiter

man den Cylinder L ins Wasser treibt. Zieht man den Cylinder wieder zurück, so steigt es wieder gerade so, wie es vorher gesunken war, in die Höhe.

Es ist leicht einzusehen, daß dieser Erfolg auf eine unwidersprechliche Art die Elasticität des Wassers sichtbar macht. Denn treibt man den Cylinder L einwärts, so mag das Wasser dadurch zusammengepreßt werden oder nicht, so ist wenigstens unwidersprechlich, daß eine vermehrte Spannung entstehen, und sich gleichförmig durch den ganzen innern Raum ABCD, also auch durch das ganze Gefäß bea verbreiten müsse. Folglich wird die Glasmasse, aus welcher dieses Gefäß bea bestehet, auswendig und inwendig gleich stark gedrückt. Der innere Raum desselben kann also keine Veränderung leiden; und da dennoch das Queckſilber-Tröpfchen sinkt und steigt, so wie der Druck zu- oder abnimmt, so kann dieses von nichts anderem herrühren, als von einer wirklichen Zusammendrückung des Wassers bei zunehmendem Druck, und von einer freiwillig erfolgenden Ausdehnung, wenn der Druck wieder abnimmt.

Die Röhre cd dient, die Stärke des entstandenen Druckes zu schätzen. Da sie oben geschlossen und unten offen ist, so bleibt sie, indem man die Platte NO in das Cylinderglas schiebt, mit Luft gefüllt und nur ein klein wenig Wasser dringt unten bei d in dieselbe. Man bemerkt nun an der neben cd befindlichen Scale, wie hoch das Wasser steht. Fängt man nun an, den Cylinder L in das Gefäß zu treiben, so steigt sogleich das Wasser in der Röhre cd, weil die eingeschlossene Luft durch die vermehrte Spannung zusammengepreßt wird. Im 5ten Abschnitte wird aber gezeigt werden, daß die Raumveränderung einer Luftmasse in verkehrtem Verhältniß mit der drückenden Kraft stehe. Beim Anfange des Versuches befindet sich aber die gesperrte Luft unter einem Druck, der nur um ein unbedeutendes größer ist, als der Druck der Atmosphäre. Daher kann man durch Beobachtung der Röhre cd jederzeit den vorhandenen Druck mit dem Druck der Atmosphäre vergleichen.

Die Scale neben der Röhre be hat nicht bloß den Zweck, deutlicher wahrzunehmen, wie das Wasser in dem Gefäße bea sich zusammenzieht, und wieder ausdehnt, sondern es kann vermittelst derselben genauer berechnet werden, wie

stark das Wasser durch jeden bestimmten Druck sein Volumen vermindere. Hiezu ist erfoderlich, daß man 1) den inneren Raum des Gefäßes a, bis zum Anfange der Röhre bei e, 2) den Inhalt der Röhre ea genau kenne, was durch sorgfältige Abwägung mit Wasser sehr genau gefunden werden kann. (M. vergl. VII. 10.)

§. 17. Da die Versuche zeigen, daß das Volumen einer Flüssigkeit vollkommen stätig abnimmt, wenn der Druck stätig wächst, so folgt, daß selbst der allerschwächste Druck in den berührten Theilen eine Verdichtung hervorbringen müsse, die nur viel zu klein ist, als daß man hoffen dürfte, sie jemals für die Sinnen unmittelbar bemerklich zu machen. Und da alles Wasser in der Berührung mit Luft unter dem Druck der Atmosphäre steht, so folgt, daß es sich schon in einem zusammengepreßten Zustande, also in einer starken innern Spannung befindet, ohne deren Beachtung viele Erscheinungen des Gleichgewichtes und der Bewegung nicht genügend erklärt werden können.

Um nur ein Beispiel anzuführen, so kann man von der Fortpflanzung des Schalles durch Flüssigkeiten, welche zufolge der Beobachtung keinem Zweifel unterliegt, in der That keine befriedigende Erklärung geben, ohne Elasticität des Wassers voraus zu setzen. Mehrere gründliche Physiker haben schon vormals diesen Grund für die Elasticität des Wassers geltend zu machen gesucht, und wenn er nicht allgemein anerkannt wurde, so lag wohl der Grund darin, daß der Begriff der Elasticität und schallender Oscillationen nicht scharf genug entwickelt war.

Anm. In Ansehung des Wortes Elasticität, müssen wir noch, zu näherer Bestimmung dessen, was Cap. I. §. 9. gesagt worden, folgendes bemerken. So fern man unter dem Worte bloß die Thatsache versteht, daß jeder gedrückte Körper sich wieder herzustellen strebe, muß man allen Körpern ohne Ausnahme Elasticität zuschreiben. Wollte man aber unter dem Worte eine allen Körpern gemeinsame

Kraft verstehen, so muß man ihre Allgemeinheit bestreiten. Denn in jedem Aggregat-Zustande dürften es wohl andere Kräfte sein, welche diese Erscheinung hervorbringen. Daher kann man auch zweifeln, ob die Elasticität bei allen Körpern unter denselben Gesetzen stehe. Ist dieses der Fall, so muß es durch genaue Versuche bewiesen werden.

Zweiundzwanzigstes Capitel.

Vom Gleichgewicht tropfbarer Flüssigkeiten, oder erste Gründe der Hydrostatik.

Erstes Grundgesetz der Hydrostatik.

§. 1. In einer nicht schweren Flüssigkeit würde sich jeder auf einen einzelnen Theil gerichtete Druck, durch die ganze Masse völlig gleichförmig verbreiten. Da aber wegen der Elasticität der Flüssigkeit die Dichtigkeit an der gedrückten Stelle vermehrt wird, so würde auch diese vermehrte Dichtigkeit sich gleichförmig durch die ganze Masse verbreiten.

Ob es gleich keine Flüssigkeit ohne Schwere giebt, so ist es doch nothwendig, zuerst auszumitteln, welche Wirkung ein Druck in einer solchen hervorbringen würde. Denn ohne diese Kenntniß würde es nicht möglich sein, wissenschaftlich auszumitteln, welche Wirkung die Schwere hervorbringen wird, indem man diese als einen Druck betrachten muß, der in jedem Punkte der Masse statt findet. Zu dieser Untersuchung ist aber der Begriff der in den drei letzten §§. des vorigen Cap. festgestellt worden, völlig hinreichend.

Beweis. In dem Gefäße ABC Fig. 37. befinde sich Wasser oder eine andere Flüssigkeit, völlig von allen Seiten gesperrt. Sie hat also einen bestimmten Grad von Dichtigkeit, der durch den Widerstand der sperrenden Wände bestimmt wird; aber sie sei ohne Schwere. Bei AB denke

man sich eine kurze cylindrische Röhre angesetzt, aber diese durch einen Stempel D so geschlossen, daß die Dichtigkeit des Wassers ungeändert, und das im Innern vorhandene Gleichgewicht ungestört bleibt. Nimmt man nun an, daß der Stempel D durch irgend eine Kraft gegendie Flüssigkeit stätig getrieben werde, so entsteht die Frage, was dann im Innern der Flüssigkeit erfolgen werde?

Zuerst wird die Flüssigkeit vermöge ihrer Elasticität dem vermehrten Druck ein wenig nachgeben, und dem Stempel verstatten, in den innern Raum, wie wenig es auch sein mag, einzudringen. Die unmittelbarste Wirkung wird also darin bestehen, daß das unmittelbar unter dem Stempel befindliche Wasser verdichtet wird. In diesem verdichteten Zustande strebt es aber, sich nach allen Seiten wieder auszubreiten. Gegen den Stempel hin kann diese Ausdehnung nicht erfolgen, weil wir den Druck als stätig, d. h. in gleicher Stärke fortdauernd, annehmen. Also wird es sich bloß gegen den innern Raum nach allen Seiten hin ausbreiten, und so wird sich eine vermehrte Dichtigkeit allmählig durch die ganze Masse verbreiten. Unter dem Stempel würde sich also die entstandene Dichtigkeit wieder etwas vermindern, wenn sie hier nicht wegen der angenommenen Stätigkeit des Druckes in jedem Augenblick wieder hergestellt würde. Daher kann das innere Gleichgewicht sich nicht eher wieder herstellen, als bis die ganze Masse denselben Grad von Dichtigkeit angenommen hat, den das unter dem Stempel befindliche Wasser unmittelbar durch den Druck im ersten Augenblick erhielt. Ist nun die Dichtigkeit in der ganzen Masse gleich geworden, so ist klar, daß auch der durch die ganze Masse vermehrte Druck in jedem Punkte eben so groß sein werde, als unmittelbar unter dem Stempel.

Zusätze. 1) Die ganze Masse befindet sich alsdann in einer erhöhten, aber überall gleichen Spannung. Betrachtet man daher einen einzelnen Punkt E im Innern, so wird dieser von allen Seiten her eben so stark gedrückt, und widersteht durch seine Undurchdringlichkeit in allen Richtungen eben so stark, als ein unmittelbar am Stempel anliegender Punk gedrückt wird.

2) Stellt man sich eine Fläche EF im Innern vor, so groß als die untere Fläche des Stempels, so wird diese (ihr

Punkte mögen aus Wasser oder festen Theilen bestehen) auf jeder Seite durch die anliegende Flüssigkeit eben so stark gedrückt, als die den Stempel unmittelbar berührende Wasserfläche.

3) Betrachtet man einen Punkt der Flüssigkeit G, der an einer sperrenden Wand anliegt, so wird er von der umgebenden Flüssigkeit auf der innern Seite in allen Richtungen gleich stark gegen die sperrende Wand gedrückt. Da aber diese als fest und nicht nachgebend angenommen ist, so widersteht sie diesem Druck eben so stark in allen Richtungen. Folglich gilt von dem Punkte G dasselbe, was vorher von E erwiesen worden, daß er einem gleichen Druck in allen Richtungen ausgesetzt ist, und einen eben solchen Gegendruck ausübt.

4) Denkt man sich nun an der Seitenwand eine Fläche GH so groß als die untere Fläche des Stempels, so sieht man leicht ein, daß von ihr dasselbe gilt, was unter No. 2. von der Fläche EF erwiesen worden.

Anm. Es ist aber bei allen diesen Folgerungen, und besonders bei No. 3 und 4. wohl zu merken, daß hier ausdrücklich angenommen ist, daß keine andere Kraft wirksam sei, als der Druck des Stempels. Im folgenden §. werden wir sehen, daß die Schwere, und im 25sten Cap., daß auch andere Kräfte einige Änderungen in den Bedingungen des Gleichgewichts hervorbringen.

Daß die selbst durch einen beträchtlichen Druck entstehende Verdichtung in den meisten Fällen den Sinnen unbemerkbar sein werde, ist aus §. 16. des vorigen Capitels klar.

Zweites Grundgesetz der Hydrostatik.

§. 2. Wasser, und jede andere tropfbare Flüssigkeit, welche schwer ist, kann nur im Gleichgewicht sein, wenn

1) in jeder horizontalen Ebene überall gleicher Druck vorhanden, also die Oberfläche selbst horizontal ist,

2) in einer lothrechten Linie hingegen

der Druck mit der Tiefe zunimmt, und zwar gleichförmig unter der Voraussetzung mäßiger Wassertiefe.

Beweis. Die Flüssigkeit befinde sich in dem Gefäße ABC Fig. 38, und es sei

1) DE ein horizontaler Durchschnitt derselben, so ist unmittelbar deutlich, daß ein Gleichgewicht in dieser Ebene nur dann möglich ist, wenn jeder Punkt nach allen Richtungen, folglich auch in allen horizontalen Richtungen, gleich stark gedrückt wird, und eben so stark widerstehet. Denn wäre der Druck in einer horizontalen Richtung stärker als nach der entgegengesetzten, so müßte nach der letztern Seite, wegen der Elasticität des Wassers nothwendig eine Bewegung erfolgen.

Es rührt aber die Spannung, in welcher sich jeder Punkt dieser Ebene, z. B. der Punkt E befindet, bloß von dem Druck des lothrecht über ihm stehenden Wassers EF her, von welchem er, es sei so wenig als man will, zusammengedrückt wird, und nun nach §. 1. in allen Richtungen, also auch in allen horizontalen Richtungen, gleich stark sich wieder auszudehnen strebt, aber in dem ihn umgebenden Wasser in jeder Richtung eben so starken Widerstand findet.

Der Druck auf alle Punkte der Ebene DE kann aber nur dann gleich sein, wenn das drückende Wasser über jedem Punkte gleich hoch steht. Daher muß die Oberfläche AB, so fern keine andere Kraft als die Schwere wirkt, selbst horizontal sein; es mag sich über derselben leerer Raum, oder die unsichtbar drückende Atmosphäre befinden.

2) Betrachtet man aber irgend eine lothrechte Linie GC, so ist klar, daß der höhere Punkt, z. B. H schwächer als der niedrigere I, so wie dieser schwächer als C durch das überstehende Wasser gedrückt wird. Es ist also klar, daß der Druck von oben nach unten stätig wächst. Das Gleichgewicht aber entstehet in jedem Punkte, z. B. in I dadurch, daß sich der Druck des Wassers GI mit der Undurchdringlichkeit des unter ihm befindlichen Wassers IC ins Gleichgewicht setzt.

Mit dem stätig wachsenden Drucke muß aber nach §. 1. auch die Dichtigkeit des Wassers stätig zunehmen. Allein

aus §. 16. des vorigen Cap. ist klar, daß diese Zunahme, selbst bei Wassertiefen von vielen Fußen, unsern Sinnen nicht wahrnehmbar sein könne, und unter dieser Voraussetzung wird der Druck mit der Tiefe unter der Oberfläche gleichmäßig wachsen.

Anm. Da die Dichtigkeit des Wassers eigentlich mit der Tiefe wächst, so begreift man leicht, daß der Druck in großen Tiefen nicht mehr gleichförmig mit der Tiefe, sondern in einem etwas größeren Verhältnisse zunimmt. Das eigentliche Gesetz aber, nach welchem Druck sowohl als Dichtigkeit mit der Tiefe zunimmt, wird man nicht eher mit Sicherheit ausmitteln können, als bis man dasjenige Gesetz genau kennt, nach welchem Druck und Dichtigkeit unter einander zusammenhängen. Daß man aber selbst bei Tiefen von 100 und mehr Fußen gar nicht nöthig habe, die Zunahme der Dichtigkeit und den Einfluß derselben auf den Druck in Betrachtung zu ziehen, ist leicht einzusehen.

Folgerungen.

§. 3. Der Lehrsatz (§. 2.) bleibt richtig, von welcher Gestalt auch immer das Gefäß, und wie auch der innere Raum desselben unterbrochen sein mag, wofern nur die Flüssigkeit, die sich in den verschiedenen Abtheilungen befindet, Gemeinschaft mit einander hat. Man stelle sich z. B. unter der Linie EF Fig. 38. eine dünne feste Fläche vor, die durch die ganze Breite des Gefäßes in die Flüssigkeit hineingeschoben worden, so wird diese der Flüssigkeit nach Newtons drittem Gesetz (V. 11.) in jedem Punkte gerade so stark widerstehen, als sie gedrückt wird, d. h. sie widersteht gerade so, wie Theile der Flüssigkeit widerstehen würden, die sich an ihrer Stelle hier befänden. Es kann also durch eine solche eingeschobene Wand das Gleichgewicht nicht gestört werden. Man kann aber solcher Wände, so viel man will, einschieben, und so sieht man leicht, daß in allen

Abtheilungen eines Gefäßes, welche die geringste Gemeinschaft mit einander haben, die Flüssigkeit gleich hoch stehen müsse. Daher muß auch in gekrümmten Röhren ihre Gestalt, ihre Krümmungen, ihre Weite sei, wie man will, eine Flüssigkeit allezeit gleich hoch stehen.

Anm. Das Bette eines Stromes besteht selten aus Materien, die dem Wasser den Durchgang verwehren könnten. Man begreift hieraus die Nothwendigkeit des Grundwassers, das man immer in der Nähe eines Stromes findet. Auch sieht man leicht, daß es in der Regel in gleicher Höhe mit dem Flußwasser stehen müsse; obgleich ein vermehrter Zu- oder Abfluß im Strome eine vorübergehende Verschiedenheit in der Höhe bewirken kann. Das Grundwasser verdankt übrigens nicht bloß dem Strome, sondern auch dem Regen und Schnee sein Dasein, und daher kann es nach Umständen bald dem Strome unsichtbar Wasser geben, bald wieder entziehen. Wie weit und tief es sich erstrecke, hängt von localen Umständen ab.

Es ist sonderbar, daß eine, allen Brunnenmeistern und praktischen Baumeistern so bekannte Sache, als das Grundwasser, in keinem einzigen mir bekannten physikalischen Werk erwähnt oder richtig beschrieben wird; da doch in ihm die natürlichste und ungezwungenste Erklärung der Entstehung und Unterhaltung der Quellen und Flüsse liegt, wozu man zum Theil so sonderbare Hypothesen erdacht hat. In einigen Büchern ist unter der Benennung Meeresgrund, wirklich vom Grundwasser die Rede. Aber der Ausdruck ist unrichtig gewählt, und der Begriff selbst nicht richtig aufgefaßt.

Druck der Flüssigkeit auf den Boden und die Seitenwände eines Gefäßes.

§. 4. Da nach §. 1. und 2. jeder Punkt einer sperrenden Wand nach allen Seiten gedrückt wird, und gegendrückt, so wird auch jede ganze Wand nach allen Seiten von der anliegenden Flüssigkeit gedrückt,

und leistet eben so großen Gegendruck. Druck und Gegendruck ist aber nicht in allen Richtungen gleich. Daher muß bei der Frage jederzeit bestimmt werden, für welche Richtung die Größe des Drucks zu bestimmen sei. Am häufigsten wird nur nach dem lothrechten Druck auf einen wagrechten Boden, oder nach dem wagrechten Druck auf eine Seitenwand gefragt. Wir wollen uns daher hier nur auf die Erörterung dieser beiden Fälle beschränken.

§. 5. 1) Wenn die gedrückte Fläche wagrecht steht, so leidet sie einen senkrechten Druck, so groß, als das Gewicht einer gerade stehenden prismatischen Säule der Flüssigkeit, welche die gedrückte Fläche zur Grundfläche, und die Höhe des Wassers über dieser Fläche zur Höhe hat. Wenn z. B. in den vier Gefäßen ABEF Fig. 39, 40, 41, 42. der Boden AB von gleicher Größe ist, und die Oberfläche EF der Flüssigkeit in allen vieren gleich hoch über dem Boden steht, so leidet der Boden in allen vier Fällen einen gleichen Druck, der so groß ist, als das Gewicht einer geradestehenden Säule der Flüssigkeit ABCD, welche den Boden AB zur Grundfläche hat, und deren Höhe AC der Höhe des Wasserspiegls EF über AB gleich ist. Kennt man die Größe der Grundfläche AB, und die Höhe der Flüssigkeit AC, so läßt sich der räumliche Inhalt der Säule ABCD, und wenn das Gewicht von einem Cubikfuß oder Cubikzoll der Flüssigkeit bekannt ist, auch das Gewicht der ganzen Säule finden.

In den Figuren 39, 40, 41. ist nämlich unmittelbar deutlich, daß diejenigen Theile des Bodens, die gerade unter der Oberfläche des Wassers EF liegen, durch das ganze Gewicht der überstehenden Wassersäule gedrückt

werden. Da aber nach dem Lehrsatz §. 2. das Gleichgewicht nothwendig einen gleichen Druck in jeder wagerechten Ebene erfodert, so müssen nothwendig alle Theile des wagrechten Bodens einem gleichen Drucke ausgesetzt sein. Wenn man ferner in Fig. 42. GH als eine Verlängerung von AB zieht, so muß in AB und GH gleicher Druck in allen Richtungen sein. Folglich wird der Boden AB mit einer Kraft aufwärts gedrückt, welche dem Gewicht einer Wassersäule ABCD gleich ist.

1) Die Richtigkeit dieser Schlüsse kann durch den sogenannten anatomischen Heber anschaulich gemacht werden. Fragt aber Jemand, wie es zugehe, daß in Gefäßen wie Fig 41. und 42. der Druck des Bodens viel größer ist, als das Gewicht des im Gefäß enthaltenen Wassers, so ist es nicht schwer, den Grund zu entdecken. Er liegt nämlich darin, daß jeder Punkt an den Seitenwänden des Gefäßes eben so stark gegen das Wasser drückt, als er von demselben gedrückt wird, daß folglich im Innern des Wassers in jedem Punkt gerade dieselbe Spannung entstehen muß, als ob statt der sperrenden Wände Wasser vorhanden wäre. Es ist also der Überschuß des Drucks, den der Boden über das Gewicht des Wassers erleidet, nicht eine aus Nichts entstehende Kraft, sondern es ist eine Wirkung von der Cohäsionskraft, mit welcher die Theile des Gefäßes so an einander haften, daß sie nirgend dem Drucke des Wassers nachgeben. Wären die Wände des Gefäßes sehr dünn, und der Druck der Flüssigkeit irgendwo größer als die Cohäsionskraft, so würde an dieser Stelle das Gefäß zerbrechen.

2) Ist die Fläche AB Fig. 42. in Vergleichung mit dem Durchschnitt der Röhre GH sehr groß, so kann durch ein geringes Gewicht des Wassers zwischen EF und GH ein unglaublich großer Druck gegen die Fläche AB hervorgebracht werden. Und dieser Druck wächst gleichförmig mit der Höhe EG. Kommt es aber nicht auf eine ganz genaue Bestimmung der Druckhöhe EG an, so kann man auch bei geringer Wasserhöhe einen ungeheuern Druck hervorbringen, wenn man in der Röhre über EF einen Stempel anbringt,

und diesen durch einen Hebel, oder eine andere äußere Kraft gegen EF drückt, was offenbar dieselbe Wirkung hervorbringen wird, als ob über EF eine noch höhere Wassersäule stände.

Diese Theorie hat einem Englischen Künstler Brahmah Veranlassung zur Erfindung einer überaus wirksamen hydrostatischen Presse gegeben, von welcher ein höchst mannigfaltiger Gebrauch für Wissenschaft und Künste gemacht werden kann. Eine Beschreibung ihrer ersten Einrichtung, die aber unendlich viele Abänderungen zuläßt, findet man in Gilbert, B. 60. S. 1. ff.

§. 6. 2) Die Theile einer schiefen Seitenwand AB Fig. 43. leiden einen ungleichen Druck, der für jeden Punkt in gleichem Verhältniß mit der Tiefe unter dem Spiegel der Flüssigkeit wächst. Hat sie die Gestalt eines Rechtsecks, so läßt sich durch einige geometrische Schlüsse zeigen, daß der gesammte wagrechte Druck, den sie leidet, dem Gewicht eines Prisma von Wasser gleich ist, welches das halbe Quadrat der Wasserhöhe BF zur Grundfläche, und die Breite der gedrückten Fläche zur Höhe hat. Von eben der Größe ist der wagrechte Druck auf eine senkrechte Seitenwand wie CD.

Nachdem man nämlich CA verlängert, und BF lothrecht gezogen hat, mache man AE = BF, und ziehe BE. Nimmt man nun irgend einen Punkt G der Seitenwand, und zieht HI durch G wagrecht, so ist BI die Höhe der Wassersäule, von welcher G gedrückt wird. Da aber die Dreiecke BAF, BGI, desgleichen BAE, BGH ähnlich sind, so verhält sich AE : GH = BF : BI (weil beide dem Verhältniß BA : BG gleich sind). Da aber in dieser Proportion AE = BF, so ist auch GH = BI. Folglich stellt auch GH den Druck vor, den der Punkt G in allen Richtungen, folglich auch in der wagrechten, leidet. Ähnliche Schlüsse lassen sich bei jedem Punkt in AB machen, und so sieht man ein, daß das Dreieck BAE den Druck vorstellt, den die ganze Linie AB leidet. Ist nun die Wand AB ein Rechteck, so leidet jede

mit AB parallele Linie einen eben solchen Druck. Daher ist der wagrechte Druck auf die ganze Fläche AB das Gewicht eines Prisma von Wasser, das ABE zur Grundfläche, und die Breite der Fläche AB zur Höhe hat. Aber das Dreieck ABE hat gleiche Grundlinie und Höhe, daher seine Fläche dem halben Quadrat der Linie AE oder BF gleich ist.

Wollte man dagegen den senkrechten Druck bestimmen, den eben diese Seitenwand leidet, so ziehe man AK lothrecht, und man kann sich leicht durch ähnliche Schlüsse überzeugen, daß nun das Dreieck AKB dem lothrechten Druck proportional ist. Hat also die Seitenwand wieder die Gestalt eines Rechtecks, so ist der gesammte lothrechte Druck auf dieselbe dem Gewicht eines Wasser-Prisma gleich, dessen Grundfläche das Dreieck ABK und dessen Höhe die Breite der Wand ist. Setzt man die Höhe des Wassers AK = a, die Breite der Seitenwand = b, und den Winkel KAB = φ, so ist BK = a Tang φ, uud Dreieck AKB = $\frac{1}{2}$ a^2 Tang φ, das Volumen des Wasser-Prisma = $\frac{1}{2}$aab Tang φ. Wäre dieses in Preuß. Cub. Fußen ausgedrückt, so müßte man es noch mit 66 multipliciren (s. die kurze Nachricht vor der Einleitung), um den lothrechten Druck der Wand AB in Pfunden zu finden.

§. 7. Wenn zwei oder mehrere Flüssigkeiten, die sich nicht vermischen, z. B. Queckſilber, Öl und Wasser, in einem Gefäß zusammenkommen, so legen sie sich nach ihrer specifischen Schwere über einander; die Oberflächen aber, durch welche sie von einander getrennt werden, müssen im Zustand des Gleichgewichts sämmtlich wagrecht sein.

§. 8. Bringt man in eine gekrümmte Röhre ABC, Fig. 44. eine schwerere Flüssigkeit, z. B. Queckſilber, und gießt dann in den einen Schenkel eine andere leichtere, z. B. Wasser, so werden zwar auch ihre Oberflächen bei A, C und D horizontal sein; aber die Oberfläche der leichteren Flüssigkeit C wird viel höher stehen, als die Oberfläche A der schweren. Denn zieht man durch

D, wo sich beide Flüssigkeiten schneiden, die wagrechte Linie DE, so muß in dieser bei D und E der Druck gleich sein. Dieses ist aber nur möglich, wenn sich die Höhen der auf DE drückenden Säulen beider Flüssigkeiten umgekehrt, wie die specifischen Gewichte derselben verhalten.

Dreiundzwanzigstes Capitel.

Vom Gleichgewicht tropfbarer und fester Körper.

Druck einer Flüssigkeit gegen eingetauchte feste Körper.

§. 1. Man denke sich in dem ruhig stehenden Wasser BCD Fig. 45. eine Wassermasse A von beliebiger Gestalt und Größe durch eine bloß geometrische Fläche eingeschlossen: so ist klar, daß der gesammte Druck, den alles übrige umgebende Wasser gegen sie ausübt, einen geraden aufwärts gehenden Druck bewirken müsse, der genau so groß ist, als das Gewicht der abgesonderten Masse, weil sonst diese Masse sich nicht im Zustande des Gleichgewichts befinden könnte. Vernichtet man nun in Gedanken diese abgesonderte Wassermasse, und bringt statt ihrer einen festen Körper von eben der Gestalt und Größe in diesen Raum, so wird jeder Punkt seiner Oberfläche von dem umgebenden Wasser gerade eben so stark gedrückt, und übt einen eben so starken Gegendruck aus, als vorher das Wasser, dessen Stelle er einnimmt. Unter diesen Umständen wird nun der Körper von zwei Kräften getrieben, von denen die eine gerade aufwärts wirkt, und so groß ist, als das Gewicht des verdrängten Wassers; die andere aber ist das

Gewicht des Körpers selbst, und dieses treibt ihn gerade in entgegengesetzter Richtung abwärts. Hieraus ergiebt sich für das Gleichgewicht zwischen tropfbaren und festen Körpern der Lehrsatz: jeder in eine Flüssigkeit getauchte Körper wird in derselben gehoben mit einer Kraft, welche dem Gewicht des verdrängten Wassers gleich ist.

§. 2. Wäre der Körper A gerade so schwer, als das verdrängte Wasser, so müßte er eben so gut, als die verdrängte Wassermasse selbst, im Wasser frei schweben bleiben. Ist er schwerer als das verdrängte Wasser, so sinkt er, aber nicht mit der vollen Kraft seines ganzen Gewichts, sondern nur mit dem Überschuß seines Gewichts über das Gewicht des verdrängten Wassers. Ist er endlich leichter, so steigt er aufwärts, mit einer Kraft, die dem Überschuß von dem Gewicht des verdrängten Wassers über sein eignes Gewicht gleich ist.

Vom Schwimmen der Körper.

§. 3. Im letzten Fall wo der eingesenkte Körper leichter als Wasser war, steigt er so lange in die Höhe, bis ein Theil von ihm über der Wasserfläche hervorragt. Hiedurch wird die Menge des verdrängten Wassers vermindert, folglich auch die Kraft, welche ihn hebt. Es muß also ein Augenblick eintreten, wo das Gewicht des verdrängten Wassers dem Gewicht des Körpers gleich ist, und dann befindet sich der Körper in den Umständen, unter welchen er schwimmen kann.

§. 4. Es lehrt aber die Erfahrung, daß ein Körper nicht in jeder Lage schwimmen kann, wenn er gleich so tief, als er zum Schwimmen erfoderlich ist, im Wasser eingetaucht ist. Um den Grund hievon einzusehen,

und überhaupt von allen beim Schwimmen vorkommenden Erscheinungen Rechenschaft zu geben, muß man seine Aufmerksamkeit auf zwei Punkte richten; 1) auf den Schwerpunkt des Körpers, in welchem man sich seine ganze Schwere vereinigt vorstellen kann; 2) auf den Schwerpunkt des verdrängten Wassers, in welchem man sich die ganze Kraft, welche den Körper hebt, vereinigt denken kann. Der erste dieser Punkte bleibt immer an derselben Stelle im Körper; der zweite aber ändert seine Lage nach Maaßgabe der Veränderungen, die mit der Gestalt und Lage des eingetauchten Theiles vor sich gehen. Befinden sich beide Punkte nicht in einer und derselben lothrechten Linie, so kann der Körper in dieser Lage nicht schwimmen. Befindet sich aber der erste Punkt lothrecht über dem letztern, so schwimmt doch der Körper nicht nothwendig in dieser Lage, sondern nur dann, wenn die Umstände so beschaffen sind, daß er bei einer Veränderung seiner Lage wieder in die vorige zurückkehren muß. Ist endlich der Schwerpunkt des Körpers lothrecht unter dem Schwerpunkt des verdrängten Wassers (wie dies z. B. bei einem belasteten Schiffe der Fall ist), so schwimmt der Körper allezeit sicher in dieser Lage.

§. 5. Die Betrachtung der Figuren 46, 47, 48. und 49. kann dienen, diesen Sätzen mehr Anschaulichkeit zu geben. In allen diesen Figuren stelle man sich unter dem Viereck AB einen Körper vor, der die Gestalt eines rechtwinkligen Parallelepipedum hat. Er bestehe aus einer Holzart, deren Schwere nur $\frac{2}{3}$ von der Schwere des Wassers ist; so ist die erste Bedingung zum Schwimmen, daß $\frac{1}{3}$ seines Volumens aus dem Wasser hervorrage. Dieses wird in allen vier Figuren vorausgesetzt.

Um nun einzusehen, welchen Einfluß seine Lage auf das Schwimmen habe, muß man die Lage seines Schwerpunktes kennen. Unter den hier gemachten Voraussetzungen wird er in der Mitte des Körpers liegen, und ist in allen vier Figuren mit k bezeichnet.

In Fig. 46. hat die Länge des Körpers eine lothrechte Lage. Der Theil des Wassers, den er in dieser Stellung verdrängt, hat auch die Gestalt eines rechtwinkligen Parallelepipedum, und sein Schwerpunkt w ist in der Mitte dieses Raums. Es ist klar, daß unter diesen Voraussetzungen die Schwerpunkte k und w in derselben lothrechten Linie liegen. Nun kann man sich die Schwere des ganzen Körpers in k, und die eben so große Kraft, mit der ihn das Wasser hebt, in w vereinigt denken. Da also jetzt zwei gleiche aber entgegengesetzte Kräfte auf den Körper in einer und derselben Richtungslinie wirken, so sind allerdings alle Bedingungen des Gleichgewichts vorhanden. Allein dieses Gleichgewicht ist nicht beharrlich (stabil), sondern wird durch den allergeringsten Stoß, den der Körper durch das Wasser, oder auf andere Art erhält, wieder vernichtet. Man nehme z. B. an, der Körper sei in die Lage von Fig. 47. gebracht, so bleibt zwar der Schwerpunk k an seiner Stelle, aber der Schwerpunkt w wird ein wenig nach der linken Seite weichen. Zieht man nun kC und wD lothrecht, so ist klar, daß die beiden Kräfte nicht mehr in derselben Linie wirken, und da der Körper in k abwärts, in w aufwärts getrieben wird, so kann er nicht wieder in die lothrechte Lage kommen, sondern er muß nothwendig umfallen. Es ist daher klar, daß bei der Lage der 46sten Figur ein Gleichgewicht oder

ruhiges Schwimmen zwar denkbar, aber dennoch in der Wirklichkeit nicht möglich sein wird.

§. 6. In Fig. 48. hat die Länge des Körpers eine wasserrechte Lage, und die Gestalt des verdrängten Wassers hat wieder die Gestalt eines rechtwinkligen Parallelepipedum, dessen Schwerpunkt w lothrecht unter k liegt. Beide Kräfte wirken hier also wieder in derselben Richtungslinie, und halten sich im Gleichgewicht. In dieser Lage ist aber das Gleichgewicht beharrlich (stabil). Denn wird der Körper nur ein Wenig, wie Fig. 49, aus dieser Lage gebracht, so tritt der Schwerpunkt w des verdrängten Wassers sogleich nach derjenigen Seite, wo der Körper tiefer eingetaucht ist. Zieht man aber wieder kC und wD lothrecht, so fällt in die Augen, daß beide Kräfte jetzt so auf den Körper wirken, daß sie ihn selbst wieder in die wasserrechte Lage zurück zu bringen streben.

§. 7. Durch ähnliche Betrachtungen wird man in jedem Falle die Lagen beurtheilen können, in welchen ein Körper beharrlich schwimmt, oder nicht.

Es giebt aber Körper, die in mehreren Lagen beharrlich schwimmen. So kann z. B. ein Würfel, dessen Schwerpunkt genau in der Mitte ist, in jeder Lage schwimmen, wenn nur eine seiner Seiten wasserrecht liegt. Eine Kugel, deren Schwerpunkt in der Mitte ist, kann in jeder Lage schwimmen, u. dgl. m.

§. 8. Es ist aber nicht nothwendig, daß die Masse, woraus ein Körper besteht, an und für sich leichter als Wasser sei. Ist der Körper inwendig hohl, so kann er aus sehr schwerer Materie bestehen. Denn es kommt nur darauf an, daß sein Gewicht kleiner sei

als das Gewicht des Wassers, welches er verdrängt. Ist dieses der Fall, so kommt es nur noch auf die Lage an, in welcher er beharrlich schwimmen kann.

Es ist aber auch nicht nothwendig, daß die innere Hölung verschlossen sei, sondern nur, daß in der Lage, in welcher er schwimmen soll, kein Wasser in sein Inneres kommen könne. So schwimmen kupferne Pontons nicht nur, sondern tragen auch noch die Last einer Brücke; u. dgl. m.

§. 9. Wenn man es in seiner Gewalt hat, den Schwerpunkt eines Körpers durch Zusammensetzung ungleich schwerer Materien zu bringen, wohin man will, so kann man den Körper zwingen, in jeder beliebigen Lage, und zwar nur in dieser allein, beharrlich zu schwimmen. Es ist nämlich dazu nur nöthig, daß man den Schwerpunkt so nahe an diejenige Stelle, die im Wasser unten sein soll, bringe, daß er unter dem Schwerpunkte des verdrängten Wassers liegt. Bestände z. B. der Körper AB, Fig. 46. unten aus so schwerer Materie, daß sein Schwerpunkt in c lothrecht unter w läge, so würde er in der aufrechten Stellung vollkommen beharrlich schwimmen. Denn beugt man ihn seitwärts, wie in Fig. 47, und zieht aus c die lothrechte Linie cE, so ist klar, daß die in der Richtung wD aufwärts, und in der Richtung cE abwärts wirkende Kraft, ihn wieder in die aufrechte Lage zu bringen streben. Hierin liegt der Grund, warum Schiffe und andere Fahrzeuge, auch wenn sie der Sturm weit aus der aufrechten Lage heraustreibt, doch von selbst in diese wieder zurückkehren.

Vierundzwanzigstes Capitel.

Von der hydrostatischen Wage und den Aräometern.

§. 1. Eine hydrostatische Wage nennt man diejenige, die so vorgerichtet ist, daß man damit Körper unter Wasser abwägen kann. Es ist aber hiezu nichts weiter erfoderlich, als daß die Schalen einer gemeinen, aber genauen Wage unten mit Häkchen versehen sind. Man bindet den Körper, der gewogen werden soll, an einen zarten Faden, dessen Gewicht gegen die Masse des ganzen Körpers nicht in Betrachtung kommt, und hängt ihn an der Wagschale auf, so kann man ihn nach Gefallen in der Luft, oder in Wasser versenkt, abwägen. Doch nennen manche Naturforscher auch die im Folgenden unter dem Namen Aräometer beschriebenen Werkzeuge hydrostatische Wagen.

§. 2. Aufgabe. Das Volumen eines festen Körpers durch Abwägung unter Wasser zu finden. Man tarirt ihn auf der hydrostatischen Wage, versenkt ihn dann in Wasser, und legt auf die Schale, an der er hängt, soviel Gewicht hinzu, bis das Gleichgewicht wieder hergestellt ist. Dies Gewicht zeigt an, wie viel Wasser der Körper verdrängt hat (XXIII. 1.). Wird es in Lothen ausgedrückt, und durch $\frac{1}{9}$ dividirt, oder mit $\frac{9}{1}$ multiplicirt, so giebt es das Volumen des Körpers in Brand. Duodecimal Cubikzollen (Cap. 21, §. 7. Nr. 1.).

§. 3. Aufgabe. Das eigenthümliche Gewicht des Wassers zu finden. Ist das Volumen des versenkten Körpers bekannt, so zeigt das aufgelegte Gewicht, wieviel Wasser dieses Volumen faßt. Dies ist die Methode, durch welche man gewöhnlich das

eigenthümliche Gewicht des Wassers bestimmt. Bei der oben XXI. 7. erwähnten Berlinischen Abwägung war der versenkte Körper ein äußerst genau gearbeiteter Cubikzoll; bei der Pariser Abwägung ein genau gearbeiteter und ausgemessener Cylinder.

Nennt man das bekannte Volumen des Körpers V den Verlust seines Gewichts im Wasser G, so weiß man, daß ein Volumen Wasser = V das Gewicht G hat. Also wiegt eine cubische Einheit des Wassers $\frac{G}{V}$. Ist V = 1, wie bei der Berlinischen Abwägung, so ist G geradezu das Gewicht einer cubischen Einheit.

§. 4. Aufgabe. Das specifische Gewicht eines festen Körpers, der schwerer als Wasser ist, zu finden. Man wägt ihn erst in der Luft, und dann untersucht man, wieviel er in Wasser versenkt verliert. Das erste dieser Gewichte durch das letzte dividirt, giebt sein specifisches Gewicht. Der Körper muß aber schwerer, als Wasser sein, und sich in demselben weder auflösen, noch zerfallen. Diese Methode ist dann zu empfehlen, wenn der Körper zu groß ist, als daß man ihn in ein Stöpselglas bringen könnte.

Das Gewicht des Körpers in der Luft sei G; in Wasser verliere er g: so verhält sich bei gleichem Volumen das Gewicht des Wassers zum Gewicht des Körpers, wie g : G. Setzt man also das spec. Gewicht des Wassers = 1, des Körpers = s, so hat man g : G = 1 : s.

§. 5. Aufgabe. Wenn ein Körper mechanisch aus zweierlei bekannten Materien zusammengesetzt ist, durch hydrostatische Abwägung zu finden, wieviel in ihm von jeder Materie enthalten sei. Archimedes, den man als den Erfinder der Hydrostatik ansehen kann, fand, daß 18 Pfund

Gold unter Wasser 1 Pfund, 18 Pfund Silber $1\frac{1}{2}$ Pfund, und eine 18 Pfund schwere Krone, die aus Silber mit einem sehr starken Überzug von Gold verfertigt war, $1\frac{1}{3}$ Pfund verlor. Er schloß daraus, nach den Regeln der sogenannten Gesellschaftsrechnung, daß sich die Menge des Goldes zur Menge des Silbers in der Krone umgekehrt wie die Unterschiede der drei Zahlen 1, $1\frac{1}{3}$, $1\frac{1}{2}$, d. i. wie $\frac{1}{6} : \frac{1}{3} = 1 : 2$ verhalte, daß folglich $\frac{1}{3}$ Gold, und $\frac{2}{3}$ Silber waren. Dies nennt man die Archimedische Wasserprobe. Sie ist nur anwendbar, wenn beide Materien mechanisch zusammengesetzt sind. Sind sie hingegen chemisch gemischt, so giebt sie falsche Resultate (VII. 8.).

Anm. Ein Körper B, dessen Gewicht p, sei aus zwei Materien A und C zusammengesetzt. Von der ersten A enthalte er x, folglich von der zweiten C, $p - x$. Man weiß, daß das Gewicht p, wenn es bloß aus der Materie A besteht, im Wasser a verliert. Eben das Gewicht p des zusammengesetzten Körpers verliere b, und eben das Gewicht des Körpers C verliere c. Es soll x gefunden werden. Aus diesen Datis hat man zuerst die Proportion

$$p : x = a : \frac{ax}{p},$$

d. h. wenn vom Körper A, das Gewicht p im Wasser a verliert, so verliert das Gewicht x des Körpers $\frac{ax}{p}$. Ferner

$$p : p - x = c : \frac{c\,(p - x)}{p},$$

d. h. das Gewicht $p - x$ des Körpers C verliert im Wasser

$$\frac{c\,(p - x)}{p}.$$

Der zusammengesetzte Körper verliert also in allem

$$\frac{ax}{p} + \frac{c\,(p - x)}{p} = b;$$

woraus nach einigen leichten Veränderungen

$$x = \frac{b - c}{a - c}\,p$$

folgt. Die im §. gegebene Regel läßt sich hieraus auf folgende Art ableiten. Aus der letzten Formel folgt a — c: b — c = p : x, also, wenn man schließt: die Differenz des ersten und zweiten Gliedes, verhält sich zum zweiten Gliede, wie die Differenz des dritten und vierten zum vierten Gliede: a — b : b — c = p — x : x.

Von den Aräometern.

§. 6. Ein hohles gläsernes Gefäß AB, von der Gestalt, wie es die 50ste Figur vorstellt, kann so leicht sein, daß es nicht nur im Wasser schwimmt, sondern noch in der untern Kugel B ein Gewicht von Bleischroot oder Queckſilber tragen kann. Durch dieses Gewicht kann der Schwerpunkt des ganzen Instruments so tief herunter gezogen werden, daß es aufrecht im Wasser schwimmt (XXIII. 9.). Da jeder schwimmende Körper allezeit soviel Flüssigkeit verdrängt, als er selbst wiegt (XXIII. 1.), so ist klar, daß ein solches Instrument in einer leichtern Flüssigkeit tiefer einsinken wird, als in einer schwerern, und hieraus begreift man die Möglichkeit, das Instrument so einzurichten, daß man aus der Tiefe, zu welcher es einsinkt, einen Schluß auf das specifische Gewicht der Flüssigkeit machen kann, in welcher es schwimmt. Zu dem Ende kann in die Röhre AC eine auf Papier gezeichnete Scale gesteckt werden, welche unmittelbar das specifische Gewicht angiebt. Man nennt ein solches Instrument ein Aräometer (von ἀραιὸς dünn oder locker), also gleichsam einen Lockerheitsmesser.

§. 7. In der That ist der Gebrauch der Aräometer zur Bestimmung des specifischen Gewichts von Flüssigkeiten, nach dem, was hierüber Cap. VII. gesagt worden, ziemlich entbehrlich. Aber man braucht sie auch gewöhnlich zu einem etwas andern Zweck. Bei gemisch-

ten Flüssigkeiten, z. B. Bier, Wein, Branntwein, Säuren, Salzauflösungen u. s. f. ändert sich das specifische Gewicht mit dem Verhältnisse der Bestandtheile, und es ist oft für wissenschaftliche, ökonomische, mercantilische Verhältnisse wichtig zu wissen, wie groß der Gehalt einer solchen Flüssigkeiit in Ansehung eines ihrer Bestandtheile sei. Zu dieser Bestimmung braucht man gewöhnlich das Aräometer. Man sieht aber leicht, daß es nun für jeden besondern Zweck eine besondere Einrichtung und Scale haben muß; daher es auch besondere Namen erhält, als Bierprobe, Weinprobe, Alcoholometer, Brantweinprobe, Salzspindel, u. dgl. m.

§. 8. Die nähere Beschreibung eines einzigen solchen Instruments wird hinreichend sein, auch von den übrigen einen hinlänglich deutlichen Begriff zu erhalten. Wir wählen dazu das Alcoholometer. Es kann hier nicht der Ort sein, die Handgriffe der Verfertigung zu beschreiben; es wird daher zweckmäßig sein, die Verfertigung so zu beschreiben, wie man am leichtesten einen deutlichen Begriff von dem Instrumente und seinem Gebrauche erhält. Man stelle sich also vor, das Instrument werde zuerst in destillirtes Wasser, und dann in absoluten Alcohol (XXI. 12.) getaucht. In jenem sinke es bis 0 (Fig. 50.), in diesem bis 100. Hierauf mache man Mischungen von 10 Theilen Alcohol, und 90 Theilen Wasser; 20 Theilen Alcohol, und 80 Theilen Wasser, u. s. f. bis 90 Theilen Alcohol und 10 Theilen Wasser. In jede dieser Mischungen senke man das Instrument, und bemerke, wie tief es einsinkt, und setze auf die Scale von unten die Zahlen 10, 20, 30 ꝛc. Die Zwischenräume dieser Theile sind ungleich, da sie aber nur langsam wachsen, so könnte man jeden Theil noch

in 10 gleiche Theile theilen, und so würde man ein Instrument erhalten, dessen Scale unmittelbar angäbe, wie viele Procente Alcohol, in einer Mischung von Alcohol und Wasser enthalten sind.

Um größere Grade zu erhalten, werden gewöhnlich zwei Alcoholometer gemacht, von denen das eine etwa von 0 bis 50 p. C., das andere von da bis 100 p. C. gebraucht wird.

Genauere Nachrichten vom Alcoholometer findet man in Richter: Über die neuern Gegenstände der Chemie VIII. 81. ff. Desgleichen in Tralles Untersuchungen über die specifischen Gewichte ꝛc. Leipzig 1811.

§. 9. Auf ähnliche Art kann man sich einen Begriff von dem Sinn aller übrigen §. 7. genannten Instrumente dieser Art machen. Sie zeigen sämmtlich Procente von einem Bestandtheil, z. B. von einem Salz, von einer Säure ꝛc. an; oder auch nur, wie die Bier- und Weinproben, willkührlich angenommene Grade der Güte. Selbst Baumé's Aräometer zeigen nichts weiter an, als: welche Flüssigkeiten leichter, und welche schwerer sind, da die Scalen gleiche Theile haben, und nur die beiden äußersten Punkte durch Abwägungen bestimmt sind, wodurch wenigstens diese Aräometer unter sich übereinstimmend werden.

Anm. Baumé's Aräometer ist im §. erwähnt worden, weil es in älteren physikalischen und chemischen Schriften, die noch jetzt Werth haben, öfters angeführt wird. Aus eben der Ursache fügen wir noch kürzlich folgende nähere Beschreibung bei. Es besteht gewöhnlich aus zwei Instrumenten, das eine für Flüssigkeiten, die schwerer, das andere für solche, die leichter als Wasser sind. An jedem werden zwei feste Punkte auf folgende Art bestimmt.

Das für schwere Flüssigkeiten muß in destilirtem Wasser fast ganz einsinken. Der Punkt, bis zu welchem es sinkt, ist

der Nullpunkt. Ein zweiter tiefer liegender Punkt wird gefunden durch Einsenken in eine Auflösung von 15 Theilen Kochsalz in 85 Theilen Wasser. Der Zwischenraum beider Punkte wird in 15 gleiche Theile getheilt, und diese Theilung wird unter 15 fortgesetzt, so weit es die Länge der Röhre erlaubt.

Das andere Instrument für leichtere Flüssigkeiten muß zuerst in einer Auflösung von 10 Theilen Kochsalz in 90 Theilen Wasser nur so weit einsinken, daß beinahe die ganze Röhre über der Flüssigkeit bleibt. So ergiebt sich der untere feste Punkt. In destillirtem Wasser sinkt es etwas tiefer ein. Der Zwischenraum wird in 10 gleiche Theile getheilt, und diese werden aufwärts bis zum Ende der Röhre fortgesetzt. Bei dem Punkt des destillirten Wassers steht 0, und von da werden die Grade ab= und aufwärts gezählt.

§. 10. Es giebt noch eine andere Art Aräometer, ohne Scalen, die man Fahrenheitsche, oder Aräometer mit Gewichten nennt. Sie unterscheiden sich von den vorigen dadurch, daß sie oben auf der Röhre eine kleine Schale haben, um Gewichte darauf zu legen; am Halse aber haben sie eine einzige Marke, welche anzeigt, bis zu welcher Tiefe das Instrument, in der leichtesten Flüssigkeit, die man haben kann, einsinkt. In jeder andern Flüssigkeit sinkt es nicht so tief ein; man kann es aber durch aufgelegte Gewichte nöthigen, eben so tief einzusinken. Diese einfache Einrichtung giebt ein ziemlich bequemes Mittel, das specifische Gewicht von Flüssigkeiten zu vergleichen. Zu dem Ende wägt man zuerst das Instrument selbst; es wiege 0,920 Loth. Dann senkt man es in destillirtes Wasser, durch aufgelegtes Gewicht, bis an die Marke; wir nehmen an, daß hiezu 0,208 Loth erfoderlich wären, so weiß man, daß es $0{,}920 + 0{,}208 = 1{,}128$ Loth Wasser verdrängt. Fände man nun, daß in in einer andern Flüssigkeit 0,320 Loth

aufgelegt werden müßten, so verdrängt es 0,920+0,320 = 1,240 Loth von dieser Flüssigkeit. Von der letzten Flüssigkeit nehmen also 1,240 Loth eben so viel Raum ein, als 1,128 Loth Wasser. Also ist ihr specifisches Gewicht = $\frac{1,240}{1,128}$ = 1,099.

§. 11. Nicholson in London hat eine sinnreiche Abänderung dieses Instruments erdacht, und es dadurch zu einem sehr brauchbaren Instrumente für genaue Bestimmung des specifischen Gewichts fester Körper gemacht.

Fig. 51. stellt einen Durchschnitt des Instrumentes vor, welches gewöhnlich aus lackirtem Blech verfertigt wird, da es bei dem Gebrauche in keine andere Flüssigkeit, als in destillirtes Wasser gesenkt wird. AB ist eine Schale, um Gewicht darauf zu legen. CD ist ein gerades cylindrisches Stäbchen von Messing, dessen Durchmesser etwa $\frac{1}{12}$ oder $\frac{1}{16}$ Zoll sein kann. Um dieses Stäbchen läuft bei E ein kleiner schwarzer Kreis, als Marke, bis zu welcher das Instrument eingesenkt werden muß. DF ist ein hohler, überall geschlossener Körper von Blech. GFH ist ein in F angelötheter Bogen von Messingdraht, welcher das daran befestigte Gefäß GHLM trägt. Dieses Gefäß ist eigentlich aus zwei hohlen abgekürzten Kegeln GIKH und LIKM zusammengesetzt. Der gemeinsame Boden IK muß ein wenig abwärts gekrümmt sein, und das untere Gefäß muß dicht bei I und K rings herum mehrere nicht zu kleine Löcher haben, damit sich bei dem Eintauchen keine Luftblasen verhalten, und sich der ganze Raum mit Wasser füllen könne. Noch besser würde es sein, den ganzen untern Kegel aus einem bloßen Drathgeflechte zu verfertigen. Die ganze Höhe des Instruments kann 8 bis 10 Zoll

betragen. Der Gebrauch erfodert noch ein Cylinder-Glas von solcher Größe, daß man das Instrument bequem in dasselbe einsenken kann. Das Instrument muß übrigens so leicht sein, daß es, wenn es ohne Gewichte in das Wasser versenkt wird, noch nicht völlig bis D einsinkt. Man muß endlich sehr genaue und weitgetheilte Gewichte (z. B. Tausendtheile oder Zehntausendtheile des Loths) haben, weil das Instrument sehr empfindlich ist.

Bei dem Gebrauche ist folgendes zu beobachten. Zuerst muß man vorläufig prüfen, wieviel Gewicht auf die Schale gelegt werden muß, damit das Instrument in destillirtem Wasser bis an die Marke E einsinke. Dieses muß vor jedem Versuche geschehen, weil selbst eine geringe Veränderung in der Temperatur des Wassers schon eine bemerkliche Veränderung in diesem Gewichte verursacht. Wir wollen annehmen, daß hiezu 2,970 Pr. Loth erfoderlich gewesen wären.

Es läßt sich nun zeigen, wie man vermittelst dieses Instruments von jedem festen Körper, der nur leichter ist, als das eben angegebene Gewicht, sehr genau finden könne, wieviel er in der Luft wiege, und um wieviel er in Wasser versenkt leichter wird.

Zu dem Ende nimmt man alle Gewichte von der Schaale, legt statt ihrer den Körper auf, und legt noch so viel Gewichte zu, daß das Instrument wieder bis zur Marke einsinkt. Gesetzt es wären hiezu 0,713 Loth erfoderlich, so ist klar, daß der Körper in der Luft wiegt 2,970 — 0,713 = 2,252 Loth.

Man nehme nun den Körper ab, lasse aber die beigelegten Gewichte (0,713) liegen, und bringe den Körper, wenn er schwerer als Wasser ist, in den oberen

Kegel GIKH, wenn er leichter ist, in den untern LIKM. Versenkt man nun das Instrnment wieder in Wasser, so verliert der Körper so viel an seiner Schwere, als er Wasser verdrängt. Also wird das Instrument nicht bis zur Marke einsinken. Man lege also wieder so lange Gewichte auf die Schaale, bis die Oberfläche des Wassers die Marke berührt.

Gesetzt man müßte zu den schon vorhandenen Gewichten noch 0,913 Loth zulegen, so ist klar, daß der Körper eben so viel Wasser verdrängt habe.

Also ist sein specifisches Gewicht $\frac{2'2}{0'9}\frac{5}{1}\frac{7}{3} = 2{,}472$.

Anm. Man sieht leicht, daß eben dieses Instrument als eine höchst empfindliche Wage für Körper brauchbar sei, die nicht schwerer sind, als das Gewicht (2,970 Loth), welches man auflegen muß, damit das leere Instrument bis zur Marke einsinke. Man vergl. noch Gren's Journal der Physik V. 502; desgl. Gehler's ph. W. B. V. 50.

Die hydrostatische Wage des Herrn Tralles beruhet auf eben den Gründen, und ist nur eine Abänderung dieses Instruments.

§. 12. Bei dem Gebrauche aller solchen Instrumente ist die oben VII. 9. wegen der Temperatur gegebene Erinnerung nicht aus der Acht zu lassen.

Vollständigere Nachrichten von diesen Instrumenten sind in größeren Werken nachzusehen. Dahin gehören Gehler und Fischer, in den Artikeln Aräometer, und hydrostatische Wage. Gren's Journal der Physik. VII. 186. Gren's neues Journal d. Physik III. 117. ff. Richter über die neuern Gegenstände der Chemie V. 51. ff. IX. 231. XI. 130. ff. 170. ff.

Fünfundzwanzigstes Capitel.

Einfluß der Cohäsions- und Adhäsions-Kräfte auf die hydrostatischen Erscheinungen.

§. 1. In den drei vorhergehenden Capiteln haben wir bei der Theorie des Gleichgewichts gar keine andere Kraft als die Schwere in Betrachtung gezogen, und alle vorgetragenen Sätze beruhen auf so unzweideutigen Beweisen, daß kein Zweifel an der Richtigkeit derselben Statt finden kann. Auch bewähret sich ihre Richtigkeit im Ganzen vollkommen durch die Erfahrung. Es zeigen sich indessen in der Wirklichkeit allerlei kleine Anomalien (Abweichungen von der Gesetzmäßigkeit), die wir in diesem Capitel näher erörtern müssen; z. B. daß die Oberfläche einer Flüssigkeit fast nie ganz eben, sondern am Rande des Gefäßes aufwärts oder abwärts gekrümmt ist. Diese Anomalien hängen ganz von der materiellen Beschaffenheit der Flüssigkeit und der Gefäße ab, und haben daher mit der Schwere nichts gemein. Es herrschen aber sowohl zwischen den Theilen einer Flüssigkeit, als zwischen festen und flüssigen Theilen, bei der Berührung oder in unmerklich kleinen Entfernungen anziehende Kräfte, welche allein dergleichen kleine Abweichungen hervorbringen. Wir müssen daher in diesem Capitel zeigen, 1) daß es wirklich solche anziehende Kräfte gebe, 2) daß die gedachten Abweichungen durch sie hervorgebracht werden.

Anm. Die Theorie solcher Kräfte, die nur bei der Berührung oder in unendlich kleinen Entfernungen wirken, gehört zu den feinsten und schwierigsten Theilen der höheren Mechanik. Wir werden uns daher in einigen Fällen begnügen müssen, nur die Entstehung abweichender Erscheinungen

im Allgemeinen zu erklären, in Ansehung der bestimmten Gesetze aber nur die Ergebnisse tieferer Untersuchungen historisch anzuführen, aber ihre Übereinstimmung mit der Erfahrung durch Versuche sichtbar zu machen.

Versuche über das Dasein gegenseitiger Anziehungen bei der Berührung gleichartiger flüssiger, oder flüssiger und fester Theile, nebst Folgerungen.

§. 2. Man hänge eine ebene Platte von Glas, Marmor, Metall, an einer Wagschale so auf, daß sie eine möglichst horizontale Lage hat, und bringe sie nun genau ins Gleichgewicht, so wird das kleinste Übergewicht auf der andern Wagschale sie in Bewegung setzen. Bringt man sie aber, ohne das Gleichgewicht zu stören, in Berührung mit der Oberfläche irgend einer Flüssigkeit, so wird ein sehr beträchtliches, nach Verschiedenheit der sich berührenden Materien verschiedenes Gegengewicht erfodert, um sie in Bewegung zu setzen, uud von der Flüssigkeit zu trennen. Bei einem solchen Versuche richte man seine Aufmerksamkeit auf zwei Umstände. 1) Wenn man etwas Übergewicht auf die andere Wagschale legt, so hebt sich zwar die Platte ein wenig, aber die Flüssigkeit folgt ihr nach, und hebt sich mit; woraus augenscheinlich folgt, daß die feste und flüssige Masse bei der Berührung mit einer gewissen Kraft an einander haften, also einander gegenseitig anziehen. 2) Hat man nach und nach so viel Übergewicht aufgelegt, daß sich die Platte von der Flüssigkeit losreißt, so nimmt entweder die Platte von der Flüssigkeit etwas mit, d. h. sie wird benetzt, oder sie nimmt nichts mit, sondern hebt sich trocken ab. In beiden Fällen aber folgt daraus, daß auch die Theile

der Flüssigkeit mit einiger Kraft an einander haften, also sich anziehen. Im ersten Falle ist dieses unmittelbar deutlich. Denn durch das Übergewicht wird nicht eigentlich festes von flüssigem, sondern flüssiges von flüssigem getrennt. Da aber an der Platte ein Theil des flüssigen hängen bleibt, so beweiset dieses, daß das flüssige vom festen stärker angezogen wird, als von dem gleichartigen flüssigen. Wird dagegen die losgerissene Platte nicht benetzt, so folgt, daß die Punkte der flüssigen Oberfläche von den darunter liegenden Theilen stärker zurückgehalten, als von der festen Platte angezogen werden.

Aus dergleichen Versuchen folgt also unzweideutig, 1) daß zwischen allen sich berührenden Punkten einer Flüssigkeit eine gegenseitige Anziehung herrscht, wodurch die oben (XXI. §. 15.) gegebene Erklärung einer Flüssigkeit, völlig gerechtfertiget ist; 2) daß jeder feste Punkt, der einen flüssigen berührt, eine Anziehung gegen denselben äußert, die in vielen Fällen kleiner, in andern auch größer ist, als die Kraft, mit welcher sich die Punkte der Flüssigkeit bei der Berührung anziehen.

Man hat beobachtet, daß die Dicke der Platten auf den Erfolg gar keinen Einfluß hat. Und hieraus folgt, daß diese anziehenden Kräfte nur bei der Berührung, oder in unmerklichen Entfernungen bemerkbar wirken. Ferner hat man gefunden, daß unter der Glocke einer Luftpumpe, oder im luftleeren Raume diese Erscheinungen keine wesentliche Abänderung leiden; woraus sich ergiebt, daß man

den Erfolg nicht etwa einem Drucke der Luft zuschreiben könne.

Platten, welche zu dergleichen Versuchen vorbereitet sind, nennt man Adhäsions-Platten. Weder ihre Verfertigung, noch ihr Gebrauch ist ganz ohne Schwierigkeit. Man giebt den verschiedenen Platten gleichen Flächen-Inhalt, von einem oder ein Paar Quadratzollen. Ihre Gestalt macht man quadratisch oder rund. In der Mitte ihrer obern Fläche wird ein gerades Stäbchen von Metall befestigt, welches äußerst genau lothrecht gegen die untere Fläche stehen muß. Das Stäbchen hat oben eine Öhse, in welche eine Schlinge von einem feinen seidenen Faden gelegt wird, um es an der Wagschale aufzuhängen. Ist es aufgehängt, so sollte die untere Fläche vollkommen so horizontal sein, als die Oberfläche der Flüssigkeit, womit man sie in Berührung bringen will; was nicht leicht genau zu erreichen ist, aber immer einige Unsicherheit in den Versuch bringt. Daher giebt selter derselbe Versuch, wenn man ihn wiederholt, genau dasselbe Resultat. Doch stimmen die Versuche so weit überein, als erfoderlich ist, die im §. angegebenen Folgerungen vollkommen zu rechtfertigen.

§. 3. Hat man sich von dem Dasein solcher Anziehungs-Kräfte überzeugt, so ist es leicht, sich einen deutlichen Begriff von dem Zustande zu machen, in welchen die Flüssigkeit, sowohl im Innern, als an der freien Oberfläche, als an den Wänden des Gefäßes versetzt wird.

1) Ein Punkt im Innern einer Flüssigkeit (z. B. F Fig. 52.), zieht die umgebende Flüssigkeit, mit gleicher Stärke in allen möglichen Richtungen, und wird von ihr eben so gezogen. Hieraus entsteht eine durch die ganze Flüssigkeit verbreitete gleiche Spannung und Cohäsion, welche man mit der durch den Druck der Schwere entstehenden Spannung (XXII. §. 2.) nicht verwechseln muß.

2) Ein Punkt in der freien Oberfläche (z. B. G Fig. 52.) wird nur abwärts in allen Richtungen gezogen, die sich unter der Oberfläche ziehen lassen, und man begreift leicht, daß sich alle diese Anziehungen in einen einzigen lothrecht abwärts gerichteten Zug (in der Richtung GF) zusammensetzen. Aufwärts leidet ein solcher Punkt gar keinen Zug, wenn leerer Raum über der Flüssigkeit ist, oder einen ungleich kleineren, wenn sich Luft (die fast 800 Mal leichter als Wasser ist) über der Oberfläche befindet. Jeder Punkt in der Oberfläche wird also nicht bloß durch seine Schwere, sondern auch durch diese Anziehung abwärts gezogen. Hieraus entsteht eine geringe Vermehrung der Dichtigkeit und Cohäsion in der Oberfläche, so daß man dieselben gleichsam als ein zartes über die Flüssigkeit gespanntes Häutchen betrachten darf.

3) Ein Punkt der Flüssigkeit endlich, der an einer Wand des Gefäßes anliegt (etwa bei H. Fig. 52.), wird einwärts von der Flüssigkeit in allen Richtungen, auswärts aber von den unmittelbar anliegenden Punkten des Gefäßes gezogen. Man sieht leicht, daß sowohl jene als diese Anziehungen, sich in Anziehungen zusammensetzen, die auf der Gefäßwand senkrecht sind (nämlich die Anziehungen nach innen in der Richtung HF, nach außen in der Richtung HL). Diese beiden senkrechten Anziehungen sind aber nach §. 3. fast ohne Ausnahme ungleich. Wären sie gleich, so setzten sie sich ins Gleichgewicht. Ist der Zug nach außen (HL) der größere, so wird der Wasserpunkt ein wenig gegen das Gefäß gedrückt; folglich besteht die Wirkung der anziehenden Kräfte bloß darin, daß er ein wenig stärker am Gefäß als an der Flüssigkeit haftet. Ist aber der

innere Zug (HF) stärker, so würde der Wasserpunkt bei H nach innen ausweichen, wenn er sich frei bewegen könnte. Da er sich aber in der Tiefe AH unter der Oberfläche befindet, so wird er durch einen ohne Vergleich größeren hydrostatischen Druck gegen die Wand getrieben, und die Wirkung der anziehenden Kräfte besteht bloß darin, daß der Punkt der Flüssigkeit an der umgebenden Flüssigkeit stärker, als am Gefäße haftet.

Aus Nr. 3. erklärt sich, warum man Wasser, Weingeist, Säuren und fast alle Flüssigkeiten, aus gläsernen oder andern irdenen Gefäßen nicht rein, Quecksilber hingegen ganz rein ausgießen kann, ohne daß etwas an den Wänden hangen bleibt.

Gestalt der flüssigen Oberfläche.

§. 4. Daß sich die Oberfläche der Flüssigkeit am Rande des Gefäßes in der Regel krümmen müsse, ist im Allgemeinen nicht schwer einzusehen, wenn man erwägt, was die erörterten Anziehungskräfte auf die äußersten Punkte, die wie A und B Fig. 52. zugleich in der Oberfläche, wie auch an der Wand des Gefäßes anliegen, wirken. Wir bemerken hierüber folgendes.

1) Die Oberfläche kann nur alsdann völlig eben bleiben, wenn der äußerste Punkt derselben, z. B. bei A Fig. 52. gleich stark von der anliegenden Flüssigkeit nach innen, und von dem Gefäße nach außen gezogen wird. Ein Fall, der in der Wirklichkeit vielleicht nie genau, aber bisweilen wohl annähernd vorkommt.

2) Wird aber dieser Punkt der Flüssigkeit A von dem unmittelbar über A liegenden Gefäßpunkte stärker aufwärts, als durch den Zug der anliegenden Flüssigkeit abwärts gezogen, so steigt er an der Gefäßwand in die Höhe, und zieht die anliegende Flüssigkeit ihrer

Cohäsion wegen mit in die Höhe. Daher muß sich nothwendig die Flüssigkeit am Rande des Gefäßes aufwärts krümmen, und im Ganzen eine concave Gestalt annehmen, ungefähr wie in Fig. 53. Dieses ist der Fall, wenn Wasser, Weingeist und die meisten andern Flüssigkeiten in gläsernen oder andern irdenen Gefäßen stehen.

3) Wird endlich der äußerste Punkt der Flüssigkeit A von der anliegenden Flüssigkeit stärker nach innen und abwärts, als von dem unmittelbar darüber liegenden Gefäßpunkte nach außen und aufwärts gezogen, so kann ihn, wegen der Beweglichkeit des Flüssigen, nichts hindern, dem Zuge nach innen zu folgen. Er trennt sich daher vom Gefäße, und eben der Zug nach innen, dem, sobald die Trennung geschehen ist, kein Zug nach außen entgegen wirkt, zieht nun den Punkt A und die anliegende Flüssigkeit noch kräftiger einwärts. Die Oberfläche krümmt sich daher abwärts, und erhält im Ganzen eine convexe Gestalt, ungefähr wie Fig. 54, Dieses ist der Fall, wenn Queckfilber in Glas oder einem irdenen Gefäße, oder ein geschmolzenes Metall in einem Schmelztiegel steht.

Wir wollen versuchen, das hiebei thätige Spiel der anziehenden Kräfte noch etwas genauer zu zergliedern. Zu diesem Zwecke nehme man zuerst an, daß die Oberfläche AB Fig. 52. im ersten Augenblicke vollkommen eben sei, und überlege nun, was die erörterten anziehenden Kräfte auf den äußersten Flüssigkeitspunkt wirken werden. Was nun zuerst die Anziehung der Flüssigkeit selbst betrifft, so ist klar, daß der Punkt A in allen Richtungen, die man innerhalb des Winkels GAH ziehen kann, gleich stark einwärts gezogen wird. Macht man nun AH = AG von beliebiger Größe, vollendet das Quadrat GH, und ziehet in demselben die Diagonale AF, so ist klar, daß alle diese Anziehungen sich in den einzigen

Zug AF zusammensetzen. Dieses ist einfach und klar. Was aber die Anziehung des Gefäßes gegen den Flüssigkeitspunkt A betrifft, so ist man genöthigt, dabei eine Voraussetzung zu machen, welche sich schwerlich ganz unmittelbar zur vollkommensten Deutlichkeit bringen läßt, die sich aber dennoch durch die Übereinstimmung aller daraus gezogenen Folgerungen, mit der Erfahrung völlig bewähren läßt. Man muß nämlich annehmen, daß nur ein unmittelbar über A, also unendlich nahe liegender Punkt, dem Zuge AF der Flüssigkeit entgegen wirke. Zu einer vorläufigen Rechtfertigung dieser Annahme bemerken wir, daß, da die in Rede stehenden Kräfte nur in unmerklich kleinen Entfernungen wirken, überhaupt außer dem Gefäßpunkte A nur noch unendlich nahe über oder unter ihm liegende Punkte eine Wirkung auf den Flüssigkeitspunkt A ausüben können. Es scheint aber, daß alle Gefäßpunkte von A an abwärts, an welchen die Flüssigkeit unmittelbar anliegt, nichts weiter wirken können, als was im 2ten §. in Ansehung des Punktes H gezeigt worden, daß nämlich ihre Anziehung gegen die anliegenden Punkte der Flüssigkeit nichts weiter bewirken kann, als daß sie den hydrostatischen Druck unmerklich vermehren oder vermindern. So einleuchtend dieses im 2ten §. gezeigt worden ist, in Ansehung jedes Punktes, der auch nur in einer geringen Entfernung unter A liegt, so läßt es sich doch schwerer zur Deutlichkeit bringen in Ansehung des Punktes A selbst, oder eines unmittelbar unter ihm liegenden; ob es gleich scheint, daß man nach dem Gesetze der Stätigkeit, nach welchem der Druck von unten nach oben abnimmt, besonders wenn über der Flüssigkeit noch Luftdruck vorhanden ist, zu diesem Schlusse hinlänglich berechtigt sei.

Angenommen also, daß nur ein unendlich kleiner Theil des Gefäßes über A (oder wenn man nicht bloß den Durchschnitt, welchen die Figur zeigt, sondern das ganze Gefäß betrachtet, ein unendlich schmaler unmittelbar über der Flüssigkeit befindlicher Streifen der innern Gefäßwand) der Anziehnng, welche die Flüssigkeit auf ihre äußerste Gränze A ausübt, entgegen wirke, so haben die übrigen Schlüsse wenig Schwierigkeit. Der Gefäßpunkt über A zieht den Flüssigkeitspunkt A in allen Richtungen, welche

sich innerhalb des Winkels EAI, den man durch Verlängerung der BA erhält, ziehen lassen. Denn die Anziehungen des Gefäßpunktes A innerhalb des Winkels IAH können gar nicht auf den Flüssigkeitspunkt A wirken, weil ihre Richtungen nicht durch ihn, sondern durch einen über ihm liegenden (wenn auch unendlich nahen) Punkt gehen. In der That ist auch die Linie AI nicht absolut die Verlängerung von GA, darf aber als Verlängerung betrachtet werden, weil sie unendlich wenig von dieser Richtung abweicht. — Macht man nun AI = AE von beliebiger Größe, vollendet das Quadrat EI, und zieht die Diagonale AK, so setzen sich alle Anziehungen des gedachten Gefäßpunktes in den einzigen Zug AK zusammen, dessen Richtung eben so eine Verlängerung von AF, wie AI von AG sein wird.

Wir haben also nur die beiden Kräfte AK und AF zu betrachten; da aber beide in einer schiefen Richtung gegen die Fläche EH wirken, so können wir ihren Erfolg nicht eher sicher beurtheilen, als bis wir jede derselben wieder zerlegen; nicht in die unendlich vielen, aus denen sie entstanden sind, sondern jede nur in zwei, AF in AG und AH, und AK in AE und AI, so daß die eine in der lothrechten EH, die andere in der horizontalen GI liegt. Wir wollen nun annehmen,

1) die Kraft des Gefäßes und der Flüssigkeit sei gleich, also AK = AF, so ist auch AI = AG und AE = AH, also überall Gleichgewicht, und die Oberfläche bleibt eben;

2) es sei die Kraft des Gefäßes die größere; also AK > AF, also auch AI > AG. In dieser Richtung wird also nur der Druck des Flüssigkeitspunktes A gegen das Gefäß ein wenig verstärkt; aber Bewegung kann in dieser Richtung nicht erfolgen. Aber es ist jetzt auch AE > AH, und in dieser Richtung ist die Bewegung frei. Daher muß der Flüssigkeitspunkt A am Gefäße in die Höhe steigen, so wie er aber höher steigt, wird er immer fort durch den unmittelbar über ihm liegenden Punkt des Gefäßes höher gezogen, uud zwar mit immer gleich bleibender Kraft AE. Aber wegen der Cohäsion der Flüssigkeit kann er nicht steigen, ohne die anliegende Flüssigkeit, und diese die weiter anliegende mit sich zu ziehen. Es muß sich also allerdings

die Oberfläche aufwärts krümmen, und diese Wirkung wird nicht eher zum Stillstand kommen, als bis die Schwere des über die wagrechte Linie EF Fig. 53. gehobenen Wassers der Kraft AE Fig. 52. gleich geworden ist.

3) Endlich wollen wir annehmen, der Zug der Flüssigkeit sei der größere, also sei AF > AK: dann steht wegen der Beweglichkeit der Flüssigkeit kein Hinderniß im Wege. Der Flüssigkeitspunkt A muß sich also vom Gefäße trennen, und die Oberfläche wird also hier anfangen sich abwärts zu krümmen, etwa wie Fig. 54. So wie sich aber die Flüssigkeit angefangen hat von A zu trennen, werden tiefere Punkte dem Spiele dieser Kräfte ausgesetzt. Daher dauert die Wirkung fort, und die Oberfläche wird convex. Zieht man in Fig. 54. durch den höhsten Punkt G der Oberfläche, die wagrechte EF, so ist klar, daß die Flüssigkeit in A, durch einen hydrostatischen Druck von der Druckhöhe EA, gegen das Gefäß gepreßt wird. Die Wirkung steht still, sobald dieser Druck so stark geworden ist, daß er die Wirkung der anziehenden Kräfte zu überwiegen anfängt.

Von den Haar-Röhrchen.

§. 5. Man beurtheilt leicht, auch ohne tiefere Untersuchung, daß die Oberfläche einer Flüssigkeit nicht bloß am Rande, sondern durchaus gekrümmt sein müsse. Ist indessen das Gefäß nur etwas weit, so ist die Krümmung nur nahe am Rande den Sinnen bemerkbar. Je enger aber das Gefäß ist, desto kleiner wird der eben scheinende Theil, und in engen Röhren ist die Krümmung der Oberfläche durchaus sichtbar, sie mag concav oder convex sein, wie man leicht wahrnimmt, wenn man ein Stück von einer Glasröhre, die $\frac{1}{4}$ Zoll oder weniger im Durchmesser hat, mit dem unteren Ende in Wasser oder in Queckſilber taucht.

Daß die Oberfläche sich in Wasser, Weingeist und den meisten bekannten Flüssigkeiten vertieft, in Queckſilber erhaben erscheine, ergiebt sich schon aus §. 4. No. 2. und 3. Die Be-

schaffenheit der Krümmung aber ist schwer zu bestimmen; doch scheint sie nicht sehr stark von der sphärischen Krümmung abzuweichen.

§. 6. Sehr enge Röhrchen nennt man Haar-Röhrchen (tubi capillares). In solchen Röhrchen zeigt sich außer der Krümmung der Oberfläche noch eine andere sehr merkwürdige Erscheinung. Ist nämlich die Oberfläche concav, so steigt die Flüssigkeit desto höher über den Stand der äußeren Flüssigkeit, je enger das Röhrchen ist; hat sie aber eine convexe Oberfläche, so bleibt sie desto tiefer unter dem äußeren Stande zurück.

Durch genaue Versuche hat man sich überzeugt, daß in zwei Röhren von ungleichem Durchmesser, unter übrigens gleichen Umständen, die Höhen über und die Tiefen unter dem äußeren Stande der Flüssigkeit, sich umgekehrt wie die Durchmesser verhalten.

Die französischen Naturforscher nennen den Inbegriff aller hierher gehörigen Erscheinungen Capillarität (capillarité). Ein Ausdruck, den man auch im Deutschen, in Ermangelung eines eigenthümlichen, wird beibehalten müssen.

Eine vollständige und unzweideutige, also auf mathematischen Grundsätzen beruhende Erklärung des Steigens, oder Sinkens der Flüssigkeiten in Haar-Röhrchen, ist ungemein schwierig. Seit Newton haben die berühmtesten Analytiker an dieser Theorie gekünstelt, ohne ganz befriedigende Ergebnisse zu erhalten. Erst in neueren Zeiten hat einer der berühmtesten Geometer unsers Zeitalters, La Place, sehr scharfsinnige Untersuchungen über diesen Gegenstand angestellt, welche alles zu leisten scheinen, was man von einer strengen Theorie fodern kann. Im Jahre 1806 erschien zuerst in Paris eine kleine Schrift, unter dem Titel: Théorie de l'action capillaire, par Mr. La Place, als Anhang zu der berühmten Méchanique céleste dieses Verfassers. Im Jahre 1807. folgte ein Supplément à la théorie de

l'action capillaire par Mr. La Place. Von diesen Untersuchungen findet man ziemlich vollständige Nachrichten in Gilbert, B. 25. S. 233. ff. B. 33. S. 1. ff. S. 117. ff. S. 141. ff.; und zwar im 33sten Bande eine ziemlich vollständige Übersetzung von den gedachten beiden Schriften. Biot hat in seinem vortrefflichen Werke: Essai de Physique experimentale et mathématique. Tom. I. p. 437. ff. das Wesentlichste dieser Theorie sehr faßlich vorgetragen. Folgendes ist von dem Vortrage dieses gründlichen Physikers nicht wesentlich abweichend.

Es sei AABB Fig. 55. der innere Durchschnitt eines Haar-Röhrchens von Glas. Im Gefäße DEFG sei Wasser, und dieses sei in der Röhre bis CC mit concaver Oberfläche, über den äußeren Stand des Wassers DE gestiegen. Es ist nun zu überlegen, wo und wie die vorhandenen Anziehungs-Kräfte hebend oder niederdrückend auf die in der Röhre befindliche Wassersäule wirken.

Was die äußersten Wasserpunkte bei C, und die übrige wegen der Cohäsion daran hängende Wassermasse empor zieht, sind nach der bei der Erläuterung in §. 4. gemachten Voraussetzung, die unmittelbar über den äußersten Wasserpunkten liegenden Punkte der Röhre: oder vielmehr, wenn man nicht bloß den Durchschnitt, sondern die ganze Röhre betrachtet, ein unendlich schmaler kreisförmiger Streifen der Röhre, der unmittelbar über dem Wasser an der innern Röhre herumläuft. Die Kraft, womit dieser Glasring auf das berührende Wasser aufwärts ziehend wirkt, heiße Q.

Geht man an der innern Fläche der Röhre von C nach B herunter, so findet sich nirgends eine Stelle, wo die anziehenden Kräfte auf- oder abwärts wirkten, wie §. 3. No. 3. gezeigt worden.

Nur an dem äußersten Endpunkte B der Röhre wirken zwei Kräfte von ungleicher Stärke einander entgegen. Um dieses deutlich einzusehen, stelle man sich zuerst die äußerste Kante von der innern Fläche der Röhre als einen unendlich schmalen rings herum laufenden Glasring, und dann das unterwärts ihn berührende Wasser, als eben einen solchen Wasserring vor. Dieser letzte wird von dem Glasringe aufwärts, von dem unter ihm liegenden Wasser abwärts gezogen, und beide Anziehungen wirken mittelbar, vermöge

der Cohäsion auch wie oben auf das zwischen B und B liegende Wasser. Die erste dieser Anziehungen ist die, mit welcher Glas und Wasser wirkt; diese Kraft muß daher der oben wirkenden Q gleich sein. Wir haben also 2 Q als aufwärts ziehende Kraft. Die zweite Kraft ist die, von welcher der Wasserring durch das unter ihm liegende Wasser abwärts gezogen wird, also die Kraft, mit welcher Wasser auf Wasser wirkt. Setzen wir nun die beiden Kräfte Q positiv, so muß diese Kraft des Wassers als negativ bezeichnet werden. Nennen wir sie daher — R, so ist das Resultat der drei erörterten Kräfte

$$2\,Q - R.$$

Schon aus dieser höhst einfachen Formel läßt sich das Wesentliche des Erfolges richtig beurtheilen. Ist nämlich $2\,Q > R$, so ist $2\,Q - R$ *positiv*, d. h. die aufwärts ziehende Kraft überwiegt. Daher muß das Wasser, das vermöge der Schwere nur bis HH stehen sollte, höher steigen. Dieses wird aber jederzeit der Fall sein, wenn die Kraft des Gefäßes Q größer ist als die Kraft der Flüssigkeit. Und in diesem Falle wird die Oberfläche der Flüssigkeit nach §. 5. allezeit *concav* sein.

Wäre dagegen der Zug der Flüssigkeit R so überwiegend, daß $R > 2\,Q$, also $2\,Q - R$ *negativ* wäre, so muß die Flüssigkeit in der Röhre unter HH, und zwar mit converer Oberfläche (§. 5.) stehen bleiben, wie dieses bei dem Quecksilber in gläsernen Röhren der Fall ist. Es wird indessen dieser Erfolg nicht bloß alsdann eintreten, wenn $R > 2\,Q$, sondern wahrscheinlich schon, wenn $R > Q$. Denn es ist in der That noch ein abwärts wirkender Druck vorhanden, den wir absichtlich noch nicht erwähnt haben. Nach §. 3. No. 2. wird nämlich jeder Punkt in der freien Oberfläche nicht bloß durch seine Schwere, sondern auch durch den Zug des unter ihm liegenden Wassers abwärts gezogen, und auch dieser Druck pflanzt sich durch die ganze Säule fort. Ob man diesen Druck, der von dem Zuge der Flüssigkeit gegen sie selbst herrührt, auch $= -R$ setzen dürfe, ist minder deutlich. Da wir indessen bei Betrachtung der vorigen Kräfte bloß auf diejenige Wirkung gesehen haben, die unmittelbar an der innern Fläche der Röhre statt findet, so scheint es angemessen, auch in Ansehung dieser Kraft

bloß die Wirkungen zu betrachten, welche die äußersten Punkte der Flüssigkeit bei CC durch den gedachten Druck hervorbringen, und durch die ganze äußerste Fläche der Flüssigkeit fortpflanzen. Unter dieser Voraussetzung dürfte man wohl berechtigt sein, auch diese Kraft $= -R$ zu setzen, so daß nun die Summe der Kräfte $2Q - 2R$ sein, also es nur darauf ankommen würde, ob $Q > R$, oder $R > Q$ ist.

Zusatz. Unter dieser Voraussetzung läßt sich aus der Formel $2Q - 2R$ auch das am Ende des §. angeführte Gesetz ableiten.

Man stelle sich zwei Glasröhren von verschiedenem Durchmesser D und d vor, welche unter übrigens ganz gleichen Umständen in dieselbe Flüssigkeit getaucht werden. Was nun für die Röhre des Durchmessers D, Q und R war, das heiße für die andere Röhre q und r. Erwägt man nun, daß die Kräfte Q und R ihren Sitz in kreisförmigen Ringen des Durchmessers D, die Kräfte q und r aber in eben solchen Ringen des Durchmessers d haben; desgleichen, daß die Kräfte Q und q in jedem einzelnen Punkte beider Röhren gleich sind, eben so R nnd r; so sieht man leicht ein, daß $Q : q$, desgleichen $R : r$ sich wie die Peripherien solcher Ringe, also wie die Durchmesser der Röhren verhalten werden. Wir haben also $Q : q = D : d$, und $R : r = D : d$; folglich auch $Q - R : q - r = D : d$.

Aber die Kräfte $Q - R$ und $q - r$ müssen sich auch wie die durch sie hervorgebrachten Wirkungen verhalten (Cap. V. §. 5.). Diese Wirkungen bestehen aber darin, daß eine Säule der Flüssigkeit über der Linie DE (Fig. 55.) hinaufgeschoben, oder unter DE herunter gedrückt ist. Diese Säulen der Flüssigkeit können als Cylinder betrachtet werden, deren Grundflächen die Durchmesser D und d haben. Es verhalten sich aber zwei Cylinder wie die Produkte ihrer Grundflächen und Höhen. Nennt man nun die Höhe (oder Tiefe) der fortgeschobenen Säule der Flüssigkeit in der ersten Röhre A, in der andern a, und erwägt, daß sich die Grundflächen, wie die Quadrate der Durchmesser verhalten, so hat man auch $Q - R : q - r = AD^2 : ad^2$.

Vergleicht man nun die beiden Ausdrücke des Verhältnisses $Q - R : q - r$, so ergiebt sich

$$D : d = D^2 A : d^2 a;$$

woraus sich ohne Mühe die Formeln

$$D : d = a : b$$

ergiebt, welche das im §. ausgesprochene Gesetz ausdrückt.

Anmerk. 1) Diese Formeln würden selbst dann richtig bleiben, wenn der Druck der Oberfläche, den wir = R gesetzt haben, nicht der Kraft R gleich, sondern nur proportional wäre, welches schwerlich bezweifelt werden kann.

2) Noch wollen wir bloß beiläufig ein Resultat der Untersuchungen des Herrn La Place bemerken: daß die abwärts drückende Kraft der Oberfläche auch von der Gestalt derselben abhängt. Bei convexen Oberflächen ist sie am schwächsten; bei ebenen stärker; am stärksten bei concaven.

§. 7. Aus dem am Ende des vorigen §. aufgestellten Gesetze ergiebt sich, daß es, wenn die Flüssigkeit von der Röhre stärker angezogen wird, als sie cohärirt, keine Höhe giebt, zu welcher nicht die Flüssigkeit aufsteigen könnte, wenn nur der Durchmesser des Röhrchens klein genug ist. Daß es bloß die Kraft der Röhre ist, welche die aufgestiegene Flüssigkeit trägt, wird sehr sichtbar, wenn man das Röhrchen aus dem Wasser herausnimmt: denn alsdann bleibt eben so viele Flüssigkeit darin hangen, als vorher über dem Stand der äußeren Flüssigkeit gehoben war.

Cohärirt dagegen die Flüssigkeit stärker als sie von der Röhre gezogen wird, so kann die Flüssigkeit in der Röhre bis zu jeder Tiefe herabgedrückt werden, wenn das Röhrchen fein genug ist. Zieht man in solchem Falle das Röhrchen heraus, so bleibt nichts von der Flüssigkeit in demselben zurück. Auch muß man jederzeit die Röhre bis zu einer gewissen Tiefe eintauchen, ehe der hydrostatische Druck der äußeren Flüssigkeit etwas in die Röhre hineintreiben kann.

§. 8. Bei Versuchen über den Inhalt der vorhergehenden §§. ist es nöthig, für die äußerste Reinheit

der Gefäße, besonders der Haar-Röhrchen, zu sorgen. Denn man begreift leicht, daß der geringste dem Auge nicht sichtbare Überzug von einer fremden Materie den Zug auf die berührende Flüssigkeit gänzlich abändert, da dieser Zug nur bei der Berührung, oder in unendlich kleiner Entfernung thätig ist. In nicht vollkommen reinen Gläsern sieht man bisweilen das Wasser, oder eine andere Flüssigkeit, deren Fläche sich aufwärts krümmen sollte, an manchen Stellen ganz eben, oder abwärts gekrümmt stehen, welches allezeit ein Zeichen eines fremdartigen Überzuges ist. Wird Queckſilber in ein gläsernes Gefäß gefüllt, und man schafft durch Schütteln alle sichtbaren Luftblasen weg, so haftet democh an den Wänden ein unsichtbarer Überzug von Luft, den man nur dadurch wegschaffen kann, daß man das Queckſilber in dem Gefäße selbst, zu wiederholten Malen auskocht. Es ist merkwürdig, daß nach jedem Auskochen die Krümmung der Oberfläche sich vermindert, und zuletzt fast ganz eben wird, wie man an guten, wiederholt ausgekochten Barometern sehen kann. Es scheint also nicht sowohl die unmittelbare Anziehung des Glases, als vielmehr der Luft zu sein, was in den gewöhnlichen Fällen die Oberfläche des Queckſilbers bestimmt. Will man Haar-Röhrchen öfters brauchen, so muß man sich solcher Flüssigkeiten bedienen, wodurch sie inwendig nicht verunreinigt werden, z. B. oft destillirten Wassers, reinen Weingeistes, Äthers u. dgl. m.

Vermischte Erscheinungen, die von der Capillarität abhangen.

§. 9. Manche Flüssigkeiten benetzen einen eingetauchten Körper, andere nicht. Man hat daran ein

sehr leichtes Merkmal, ob die Cohäsion der Flüssigkeit oder die Anziehung des eingetauchten Körpers stärker sei. Wasser benetzt die meisten Körper, Queckſilber nur die Metalle, aber diese nur langsam, und wenn ihre Oberfläche keinen fremden Überzug hat. Eisen wird gar nicht davon benetzt. Im ersten Falle laufen die Flüssigkeiten bei dem Ausgießen gern am Gefäße herab; im andern nicht.

§. 10. Die Hauptversuche über die Capillarität kann man zwar nicht füglich anders, als mit cylindrischen Röhren von Glas machen, aber weder diese Form, noch diese Materie sind wesentlich. Berührt daher ein poröser Körper eine Flüssigkeit, deren Cohäsion schwächer ist, als seine anziehende Kraft, so saugt er die Flüssigkeit ein, seine Poren nnd inneren Canäle mögen beschaffen sein, wie man will. Dagegen kann manche Flüssigkeit auch durch sehr poröse Körper nur mit Gewalt gepreßt werden. Wasser durchdringt auf diese Art fast alle poröse Körper, und durch einen Streifen Löschpapier kann man das Wasser aus einem nur zum Theil gefüllten Gefäße, wie durch einen Heber herausziehen. Queckſilber hingegen kann durch Holz, Stein, Leder ꝛc. nur mit Gewalt gepreßt werden, und Schafleder verstattet ihm den Durchgang so wenig, daß es in einem doppelten Beutel von Schafleder, in beträchtlichen Gewichten, so weit man will, verschickt werden kann.

Auch bei dem Filtriren (Durchseihen), durch Fließpapier, Sandstein, Lagen von Sand, Kohle, Thon, Kalkstein ꝛc. bewirkt zwar eigentlich ein hydrostatischer Druck den Durchgang der Flüssigkeit; indessen sind dabei offenbar auch die anziehenden Kräfte der Materien in Thätigkeit, und erleichtern oder erschweren den Durchgang. Sehr merkwür-

dig ist, daß dabei einige Stoffe, und besonders die gut ausgeglühte Kohle eine chemische Thätigkeit äußern, indem unreine Flüssigkeiten, wenn sie einen langen Weg durch dergleichen Stoffe machen müssen, nicht bloß mechanisch, sondern auch chemisch, doch nur unvollständig, gereinigt werden. Man vergleiche Gilberts Annalen B. 13. S. 108. ff. B. 21. S. 179, 185, 483.

§. 11. Kleine Massen einer tropfbaren Flüssigkeit nehmen im Fallen wegen der gleichen Anziehung aller Theilchen Kugelgestalt an. Denn da bei einer kleinen Masse alle Theilchen mit gleicher Geschwindigkeit fallen, so sind die innern Anziehungen während des Falles völlig frei, und das Gleichgewicht aller Anziehungen kann nicht eher eintreten, als bis das Ganze Kugelgestalt angenommen hat. Man nennt solche kleine kugelförmige Massen bekanntlich Tropfen; daher die Benennung tropfbare Flüssigkeiten. Auch größere Massen würden diese Gestalt annehmen, wenn es möglich zu machen wäre, daß alle ihre Theile mit gleicher Geschwindigkeit fielen, und wenn der Fall lange genug dauerte, bis im Innern das Gleichgewicht hergestellt wäre.

Anm. Durch das, was in der 2ten Anm. zu §. 6. über den Einfluß, den die Gestalt der Oberfläche auf den Zug nach innen hat, gesagt worden ist, erlangen die Schlüsse dieses §. noch mehr Klarheit. Denn hätte eine kleine fallende Masse eine unebene Oberfläche, so muß jede Convexität, wegen des stärkeren Zugs nach innen, sinken, und jede Concavität wegen des schwächeren Zuges steigen, bis alle Theile der Oberfläche eine gleichförmige, also kugelförmige Krümmung angenommen haben.

§. 12. Bringt man einen Tropfen auf einen festen Körper, so zerfließt er, wenn ihn der Körper stärker anzieht, als sich die Theile der Flüssigkeit anziehen. Im entgegengesetzten Falle behält er, wenn er klein

genug ist, Kugelgestalt bei, oder wird, wenn er größer ist, durch sein Gewicht oben und unten platt gedrückt, behält aber an den Seiten seine Rundung, welches daraus begreiflich wird, daß in der Oberfläche allezeit ein etwas stärkerer Zusammenhang der Theile herrscht, als im Innern.

§. 13. Wegen der Kraft, mit welcher die Theilchen einer Flüssigkeit, besonders in der Oberfläche, zusammenhalten, kann ein Gefäß überfüllt werden, d. h. die Flüssigkeit häuft sich mit einer convexen Oberfläche über dem Rande des Gefäßes, ehe es überfließt.

§. 14. Ein kleiner Körper, der auf einer Flüssigkeit mit gekrümmter Oberfläche schwimmt, bewegt sich allezeit nach der Gegend, wo die Flüssigkeit höher ist, weil er auf dieser Seite von mehr Theilen, als auf der entgegengesetzten, angezogen wird.

§. 14. Ein dünner Körper EF Fig. 56. von schwererer Art als Wasser (z. B. ein Blättchen Blei, oder anderes Metall), kann auf dem Wasser schwimmen, wenn man ihn behutsam so auflegt, daß kein Wasser auf seine obere Fläche kommt. Er sinkt nämlich wirklich unter den wagrechten Wasserstand, und die Oberfläche der Flüssigkeit krümmt sich bei G und H, so daß er in der That mehr Wasser verdrängt, als sein eigenes Volumen austrägt.

§. 16. Endlich bemerken wir, daß in engen Röhren bisweilen, aber nicht immer, eine schwere Flüssigkeit über einer leichteren ruhig stehen kann. Namentlich kann Queckſilber über Luft selbst in einer nicht allzuweiten Barometerröhre stehen. Der Grund ist, weil Queckſilber keine Neigung hat, an den Wänden der Röhre herabzufließen; der Luft verwehrt es den Durch-

gang durch die Mitte, vermöge seiner Cohäsion; und zwischen Glas und Queckſilber durch ſeinen Druck gegen die Röhre. Läßt man es indeſſen längere Zeit ſtehen, ſo ſchleicht ſich allerdings die Luft zwiſchen Glas und Queckſilber durch. Das viel leichtere Waſſer hingegen bleibt unter denſelben Umſtänden nicht über Luft ſtehen, ſondern fließt ſichtbar an den inneren Wänden herab. Auch Queckſilber bleibt nicht über Waſſer, weil das Queckſilber durch Capillarität niedergedrückt, Waſſer gehoben wird, u. dgl. m.

Sechsundzwanzigſtes Capitel.

Von den Bewegungen tropfbarer Flüſſigkeiten, oder erſte Gründe der Hydraulik.

§. 1. Es giebt vielerlei Bewegungen des Waſſers, welche für den denkendrn Menſchen und für die Bedürfniſſe des geſellſchaftlichen Lebens ein großes Intereſſe haben. Dieſe Bewegungen ſind entweder Natur- oder Kunſt-Bewegungen. Zu jenen gehören die Bewegungen des Waſſers im fallenden Regen, in Quellen, Bächen und Strömen, alle Bewegungen des Weltmeers, beſonders die Ebbe und Fluth, nebſt den beſtändigen und veränderlichen Strömungen deſſelben. Zu der zweiten Art gehören die Bewegungen des Waſſers in künſtlichen Canälen, in Waſſerleitungen und in den unzähligen ſinnreichen Waſſerkünſten, die man erfunden hat, welche ſämmtlich für die Verhältniſſe des geſellſchaftlichen Lebens von großer Wichtigkeit ſind. Das Geſchäft der mechaniſchen Naturlehre in Rückſicht aller dieſer Bewegungen iſt: die erſten Grundgeſetze aufzuſtellen und zu befeſtigen, wonach ſie beurtheilt werden müſſen. Die

Ausführung aber gehört in Ansehung der Naturbewegungen in die physicalische Geographie; in Ansehung der Kunstbewegungen in die Maschinenlehre.

§. 2. Abgesonderte Massen einer Flüssigkeit folgen ganz den Gesetzen der Mechanik fester Kärper, wofern sich alle ihre Theile mit gleicher Geschwindigkeit und in gleicher Richtung bewegen. Daher ist die Bewegung eines fallenden oder geworfenen Wassertropfens, unter den obigen Voraussetzungen, völlig wie die Bewegung einer festen Masse unter gleichen Umständen. Allein die große innere Beweglichkeit aller Theilchen macht es, besonders bei größeren Massen, fast unmöglich, daß sich alle Theilchen einer Flüssigkeit mit gleicher Richtung und Geschwindigkeit bewegen. Es entstehen dann innere Bewegungen, die schwer zu beobachten, und noch schwerer zu berechnen sind. Diese inneren Bewegungen erschweren die Theorie nicht weniger, als die im vorigen Capitel betrachteten, bei der Berührung thätigen Kräfte. Daher haben auch die hydraulischen Versuche ihre eigene Schwierigkeit, indem es noch schwerer, als bei den Bewegungen fester Körper ist, den Einfluß fremder Kräfte, die nicht zum Gegenstande der Untersuchung gehören, auszuschließen, oder genau zu bestimmen, wieviel von der Wirkung auf Rechnung einer jeden Kraft zu setzen sei.

§. 3. Die im vorigen Capitel betrachteten anziehenden Kräfte haben auf die Bewegungen des Wassers in vielen Fällen großen Einfluß. Daher ist es auch in der Hydraulik nöthig, die Untersuchung dessen, was die Schwere, und dessen, was diese Anziehungen wirken, abzusondern. Wir haben es also hier zunähst bloß mit der Schwere zu thun. In der Hydrostatik ist

gezeigt worden, daß jeder Punkt, der sich irgendwo in einer tropfbaren Flüssigkeit unter der Oberfläche befindet, durch das Gewicht der über ihm stehenden Wassersäule einen Druck leidet, der mit der Tiefe zunimmt. Dieser Druck bringt aber, wenn das Gefäß auf den Seiten und unten geschlossen ist, begreiflich keine Bewegung, sondern nur eine Spannung und einen Druck gegen die Wände hervor. Nun stelle man sich vor, daß irgendwo in einer Seitenwand oder im Boden eine kleine Öffnung gemacht würde, so ist klar, daß das Wasser mit desto größerer Geschwindigkeit ausfließen würde, je tiefer die Öffnung unter dem Wasserspiegel liegt. Haupt-Problem der Hydraulik ist daher, zu bestimmen, wie groß diese Geschwindigkeit sein würde, wenn dabei gar keine andere Kraft, als der durch die Schwere hervorgebrachte Druck wirksam wäre.

ABCD Fig. 57 a. und EFGH Fig. 57 b. mögen zwei Gefäße von verschiedener Höhe AC, und EG sein, welche mit Flüssigkeit einer Art gefüllt sind, und durch Zufluß immer voll erhalten werden. In dem wagrechten Boden CD und GH beider, befinden sich zwei gleich große Öffnungen IK und LM, die aber in Vergleichung mit der Weite der Gefäße klein sind. Nimmt man nun an, daß durchaus keine andere Kraft, als die Schwere der Flüssigkeit wirksam sei, so läßt sich aus den allgemeinen Gesetzen der Bewegung erweisen,

daß sich die Geschwindigkeiten des ausfließenden Wassers, wie die Quadratwurzeln der Wasserhöhen (AC und EG) verhalten.

Wir wollen annehmen, daß in einer bestimmten Zeit von t Secunden aus dem Gefäße AD die Masse M mit der Geschwindigkeit C, aus dem Gefäße EH aber die Masse m

mit der Geschwindigkeit c ausgeflossen sei. Da wir nun angenommen haben, daß beide Gefäße während des Ausflusses voll bleiben, so ist folglich auch klar, daß der Ausfluß gleichförmig geschieht, und sich daher $C : c = M : m$ verhält.

Das Verhältniß dieser beiden Bewegungen aber, die wir B und b nennen wollen, ist nach V. 7. aus den Verhältnissen $M : m$ und $C : c$ zusammengesetzt. Da nun diese Verhältnisse hier gleich sind, so verhält sich $B : b = C^2 : c^2$. Aber es verhält sich auch $B : b$ wie die bewegenden Kräfte, und diese sind in unserem Falle die auf die Öffnungen IK und LM drückenden Wassersäulen; und da diese Cylinder mit gleichen Grundflächen sind, so verhalten sich ihre Gewichte, wie die Wasserhöhen, die wir A und a nennen wollen. Wir haben also auch $B : b = A : a$. Aus der obigen und dieser Proportion ergiebt sich also $C^2 : c^2 = A : a$, oder, wenn man die Quadratwurzeln auszieht,

$$C : c = \sqrt{A} : \sqrt{a};$$

welches das im §. ausgesprochene Gesetz ist.

§. 4. Auch läßt sich aus den Gesetzen der gleichförmig beschleunigten Bewegung beweisen,

daß die absolute Geschwindigkeit der ausströmenden Flüssigkeit, wenn keine andere Kraft, als die Schwere dabei wirksam ist, so groß sei, als die Geschwindigkeit eines fallenden Körpers, der von dem Spiegel der Flüssigkeit bis zu der Höhe der Ausflußöffnung herabgefallen wäre.

In dem Gefäße ABCD Fig. 57 a. denke man sich zuerst die Öffnung IK, auf welche die Wassersäule PQIK drückt, verschlossen. Die mit K parallele Linie NO schneide einen unendlich kleinen Theil von dieser Säule ab, so enthält dieser das Wasser, welches, sobald IK geöffnet wird, im ersten Augenblicke mit einer desto größeren Geschwindigkeit herausgetrieben wird; je höher die drückende Säule ist. Das Maaß dieser Geschwindigkeit läßt sich nun durch folgende Schlüsse finden.

Fiele die Masse NOIK bloß durch ihr eigenes Gewicht, so würde sie, wenn sie den Weg NI zurückgelegt hat, eine Geschwindigkeit $c = \sqrt{4gNI}$ erlangt haben (XII. 4. Anm. Nr. f.). Aber in unserm Falle muß die Geschwindigkeit, welche x heißen mag, viel größer sein, weil ihre Beschleunigung durch das Gewicht der Säule PQNO, oder da NOIK unendlich klein angenommen ist, der ganzen Säule PQIK bewirkt wird. Es muß sich also die Beschleunigung des freien Falles, deren Maaß g ist (XII. 5.), zu der Beschleunigung in unserem Falle wie das Gewicht von NOIK zu dem Gewichte von PQIK verhalten. Die gesuchte Beschleunigung ist also das vierte Proportionalglied zu NI, PI und g. d. h. sie ist $= \frac{g\ PI}{NI}$. Um also x zu finden, dürfen wir nur in der obigen Formel $c = \sqrt{4gNI}$, statt g diesen Werth, und x statt c setzen, so ist

$$x = \sqrt{4\ \frac{g\ IP}{NI}\ NI} = \sqrt{4\ gPI}.$$

Es fällt aber in die Augen, daß diese Geschwindigkeit die nämliche ist, welche ein freifallender Körper erlangt, wenn er den Weg PI oder AC zurückgelegt hat.

§. 5. Eine Veränderung in der Größe der Öffnung IK kann diese Schlüsse nicht abändern. Denn verdoppelte man die Fläche der Öffnung, so würde zwar das Gewicht der drückenden Säule, aber auch zugleich die zu bewegende Masse verdoppelt.

Daher hat selbst das Verhältniß der Weite der Öffnung zur Weite des Gefäßes, keinen unmittelbaren Einfluß. Denn wäre auch die Öffnung von der Größe des ganzen Bodens, so müßte die unterste Schicht CD in dem Augenblicke, wo der Boden geöffnet würde, mit der im vorigen §. bestimmten Beschleunigung sinken; sollte aber das Gefäß voll erhalten werden, so würde die Geschwindigkeit des einströmenden Wassers eine neue bewegende Kraft sein, auf welche bei unsern Schlüssen nicht Rücksicht genommen werden durfte. Bloß

aus dieser Ursache nahmen wir daher an, daß die Öffnung in Vergleichung mit der Weite des Gefäßes klein sei, um die Wirkung dieser fremden Kraft unmerklich zu machen.

§. 6. Auch kann das specifische Gewicht der Flüssigkeit in diesen Gesetzen nichts ändern; denn enthielten zwei Gefäße, das eine Wasser, das andere Queckſilber, in gleicher Höhe, so ist zwar bei gleicher Ausflußöffnung der Druck des Queckſilbers vierzehnmal größer, aber auch die zu bewegende Masse ist eben so vielmal schwerer; folglich kann die Geschwindigkeit nicht verschieden sein.

Anmerk. Dagegen bringen Flüssigkeiten von verschiedenem specifischen Gewichte, bei gleichem Drucke, Geschwindigkeiten hervor, die sich umgekehrt, wie die Quadratwurzeln der Dichtigkeiten verhalten. Nehmen wir nämlich wieder das Queckſilber in einer runden Zahl 14mal schwerer als Wasser an, so bringt eine Queckſilbersäule von 1 Fuß Höhe und eine Wassersäule von 14 Fuß gleichen Druck hervor, und zu diesen Druckhöhen gehören allerdings Geschwindigkeiten, die sich, wie die Wurzeln der Höhen, d. i. umgekehrt wie die Quadratwurzeln der specifischen Gewichte verhalten.

§. 7. Ist die Öffnung nicht in dem Boden, sondern in der Seitenwand eines Gefäßes, wie EF Fig. 58, so strömen zwar die Wassertheilchen nicht mit gleicher Beschleunigung aus; ist indessen die Öffnung nicht groß, und G die Mitte der Öffnung, so kann man ohne erheblichen Fehler annehmen, daß die mittlere Geschwindigkeit der ausströmenden Flüssigkeit, der Fallhöhe BG zugehöre.

§. 8. Befindet sich die Öffnung in einer aufwärts gekehrten wagrechten Fläche, wie GH Fig. 59, so springt

die Flüssigkeit in die Höhe, aber die ursprüngliche Geschwindigkeit jedes Theilchens muß vollkommen unsern Grundgesetzen gemäß sein.

Über die hydraulischen Versuche zur Vergleichung der Theorie mit der Erfahrnng.

§. 9. Die Versuche werden mit cylindrischen oder prismatischen Röhren angestellt, die in dem Boden eine genau abgemessene Ausflußöffnung haben. Die Höhe und Weite ist, allgemein betrachtet, beliebig; nur müssen sie nicht zu klein sein, weil sonst störende Nebenkräfte zu viel Einfluß gewinnen.

Man kann die Röhren entweder während des Ausfließens voll erhalten, oder man kann sie ohne Zufluß sich ausleeren lassen. Die zweite Art ist in jedem Falle vorzuziehen, bedarf aber einer eigenen Theorie.

In Ansehung der ersteren Art begnügen wir uns, kurz zu zeigen, wie man vermittelst eines Versuches die wirkliche Geschwindigkeit des ausfließenden Wassers finden könne.

Erhält man die Röhre durch Zufluß voll, so bleibt der Druck, und folglich auch die Geschwindigkeit des Ausflusses, während des Versuches gleich. Nun lasse man t Secunden lang das Wasser ausfließen, so läßt sich das Volumen desselben, entweder durch Abwägung, oder unmittelbare Ausmessung finden. Dieses Volumen heiße v, so ist das Volumen desjenigen Wassers, das in einer Secunde ausgeflossen ist, $\frac{v}{t}$. Man kann sich aber das ausgeflossene Wasser als einen Cylinder vorstellen, dessen Grundfläche die Ausfluß-Öffnung f, und dessen Volumen $\frac{v}{t}$ ist. Die Höhe dieses Cylinders aber ist der Weg, den ein Punkt des Wassers von der Ausfluß-Öffnung an, in einer Secunde zurücklegen würde, wenn er gleichförmig fortginge, d. h. diese Höhe ist die gesuchte Geschwindigkeit, die wir x nennen wollen.

Es ist also $fx = \frac{v}{t}$; also $x = \frac{v}{tf}$.

§. 10. Wenn man die Versuche nach der zweiten Art machen will, so ist die einfachste Einrichtung der Geräthschaft folgende.

Man stelle sich unter AB Fig. 60. eine viereckige prismatische Röhre vor, die aus vier geschliffenen Platten von Spiegelglas zusammengesetzt ist. Die Höhe 0 — 25 kann 25 Zoll, die Breite 0 — 0 etwa 2 Zoll betragen. Der Boden 0 — 0 besteht aus einem dünnen Bleche, in welchem sich über B die Ausfluß-Öffnung befindet, deren Fläche, die wir f nennen wollen, sehr genau ausgemessen sein muß. An einer der Seitenwände sind nach der Folge der natürlichen Quadratzahlen, von unten herauf, die Höhen 1, 4, 9, 16, 25 Zoll abgemessen, wie es in der Figur durch Striche angedeutet ist.

Der Versuch selbst wird mit dieser Geräthschaft auf folgende Art gemacht. Nachdem die Röhre vermittelst eines Gestelles genau lothrecht aufgestellt ist, verschließt man (mit dem Finger) die Ausfluß-Öffnung, und füllet das Gefäß genau bis zum obersten Rande mit Wasser, zugleich setzt man ein Pendel, welches ganze oder halbe Secunden schlägt, in Bewegung, und zieht den Finger von der Ausfluß-Öffnung genau mit einem Pendelschlage (den man 0 zählt) zurück, und beobachtet nun fortzählend, bei welchem Pendelschlage die Oberfläche des Wassers allmälig bis 16, 9, 4, 1, 0 sinkt. Finden sich die Zwischenzeiten dieser Beobachtungen gleich, so ist erweislich, daß sich die Geschwindigkeiten des Ausflusses in den Augenblicken, wo die Oberfläche bei 25, 16, 9, 4, 1 war, wie die natürlichen Zahlen 5, 4, 3, 2, 1 verhalten haben; also die Geschwindigkeiten, nach §. 3. den Wurzeln aus den Druckhöhen proportional sind.

Die Richtigkeit alles dessen, was im §. gesagt worden, beruhet auf folgenden Betrachtungen.

Wenn sich das Gefäß AB ausleert, so muß die Oberfläche 25—25 sinken; nur viel langsamer, als das Wasser in B abfließt. Denn in derselben Zeit, in welcher z. B. die Oberfläche von 25—25 bis 16—16 sinkt, muß alles Wasser, was zwischen diesen beiden Flächen enthalten ist, durch die kleine Öffnung B gehen. Dieses ist aber nur möglich, wenn die Geschwindigkeit des Ausflusses die Geschwindigkeit der Oberfläche in jedem Augenblicke so vielmal übertrifft, als die Fläche der Öffnung kleiner ist, wie der Durchschnitt der Röhre, bei welchem sich eben die Oberfläche befindet. Da nun in einer prismatischen Röhre alle wagerechten Durchschnitte gleich sind, so ist klar, daß die Geschwindigkeiten der Oberfläche und des Ausflusses ein unveränderliches Verhältniß gegen einander haben. Beide werden also nach denselben Gesetzen abnehmen, also gleichartige Bewegungen sein, nur die eine viel langsamer als die andere. Daher ist es hinreichend, die Aufmerksamkeit zuerst nur auf die Bewegung der sinkenden Oberfläche zu richten.

Wenn sich ein Punkt von 0 bis 25 mit gleichförmiger Beschleunigung bewegte, so sieht man leicht ein, daß er die Wege 0—1; 1—4; 4—9; 9—16; 16—25 in gleichen Zeiten zurücklegen würde. Und umgekehrt: wenn er diese Wege in gleichen Zeiten macht, so kann seine Bewegung keine andere als eine gleichförmig beschleunigte sein. Eine gleichförmig abnehmende Bewegung ist aber nichts als die Umkehrung einer gleichförmig beschleunigten (XXI. 6.). Wenn nun die sinkende Oberfläche, bei Anstellung des Versuches, die Wege 25—16; 16—9; 9—4; 4—1; 1—0; in gleichen Zeiten zurücklegt, so kann ihre Bewegung keine andere sein, als eine gleichförmig abnehmende.

Werden die genannten Wege in gleichen Zeiten gemacht, so verhalten sich die Zeiten, in welchen die Oberfläche von 25 bis 0, von 16 bis 0, von 9 bis 0, von 4 bis 0, von 1 bis 0 sinkt, wie die Zahlen 5, 4, 3, 2, 1. Diese Zeiten stehen aber, bei der gleichförmig abnehmenden, wie bei der gleichförmig beschleunigten, in gleichem Verhältnisse mit den Geschwindigkeiten. Also nehmen die Geschwin-

digkeiten in den Punkten 25, 16, 9, 4, 1, gleichförmig ab, und verhalten sich wie die Quadratwurzeln der Wasserhöhen. Da aber die Geschwindigkeiten des Ausflusses in demselben Verhältnisse wie die Geschwindigkeiten der Oberfläche abnehmen, so gilt auch von ihnen das erwiesene Gesetz.

Anm. Man sieht hieraus, daß in der That zur Vergleichung des ersten Grundgesetzes (§. 3.) mit der Erfahrung, nichts nöthig ist, als zu beobachten, ob die Wege 25 — 16; 16 — 9; 9 — 4; 4 — 1; 1 — 0, wirklich in gleichen Zeiten zurückgelegt werden. Daß eine vollkommene Gleichheit dieser Zeiten in der Beobachtung nicht zu erwarten sei, bedarf keiner Erinnerung; denn wenn es auch keine andere Quelle von Beobachtungsfehlern gäbe, so wird selten oder nie ein Pendelschlag genau mit dem Augenblicke zusammentreffen, wo die Oberfläche sich gerade bei einem Theilstrich befindet. Man kann daher leicht um einen oder selbst zwei Pendelschläge fehlen. Aber öftere Wiederholung eines solchen Versuches zeigt deutlich, daß dergleichen Ungleichheiten bloß von der Beobachtung herrühren.

§. 11. Auch die absolute Größe der Geschwindigkeit, mit welcher das Wasser im ersten Augenblicke ausströmt, läßt sich vermittelst der beschriebenen Geräthschaft finden.

Zu dem Ende muß man zuerst den räumlichen Inhalt der Röhre, welcher v heißen mag, ausmessen, oder noch besser durch Abwägung des Wassers, welches die Röhre fassen kann, berechnen. Ferner muß man die Fläche der Öffnung B möglichst genau bestimmen; sie heiße f. Endlich muß man die Zeit t beobachten, in welcher die Röhre sich gänzlich ausleert. Nennt man dann die Geschwindigkeit des Ausflusses im ersten Augenblicke x, so ist $x = \frac{2v}{ft}$.

Der Beweis dieser Regel beruhet auf folgender Betrachtung.

Da die Geschwindigkeit des Abflusses nach §. 10. gleichförmig abnimmt, so nimmt auch die Menge des in jedem

Augenblicke ausströmenden Wassers gleichförmig ab. Hieraus folgt aber durch ganz ähnliche Schlüsse, als oben Cap. XII. §. 3. gemacht worden, daß in derselben Zeit (t), in der sich die Röhre ausleert, eben diese Röhre, wenn man sie durch Zufluß voll erhalten hätte, ihren Inhalt zweimal (also 2 v) ausgießen würde. Und hieraus ergiebt sich die Formel für x völlig, wie bei §. 9.

Anm. Der Werth von v und f läßt sich jederzeit hinlänglich genau finden; aber bei der Bestimmung von t entsteht eine Unsicherheit dadurch, daß die Zeit, in welcher die Oberfläche von 1—1 bis 0—0 sinkt, allezeit nur unsicher gefunden wird. Der Grund ist, weil das Wasser zuletzt nur tropfenweise abfließt, und dennoch auf dem horizontalen Boden immer etwas zurückbleibt, so daß dieser Zeitraum um mehrere Pendelschläge unsicher werden kann. Durch Vergleichung mit den Zeiten aber, in welchen die höheren Abschnitte der Röhre durchlaufen sind, läßt sich dennoch stets hinreichend genau bestimmen, wie groß dieser Zeitraum eigentlich sein sollte.

§. 12. Werden die Versuche auf die §. 10 und 11. beschriebene Art gemacht, so bestätiget sich das erste Grundgesetz (§. 3.) auf eine völlig befriedigende Art, durch die §. 10. beschriebenen Versuche. Dagegen findet man die nach §. 11. gefundene absolute Geschwindigkeit in jedem Falle, und oft bedeutend, kleiner, als sie nach der Theorie sein sollte. Es würde indessen übereilt sein, wenn man hieraus auf eine Unrichtigkeit des Gesetzes (§. 4.) schließen wollte. Denn 1) beruht das zweite Gesetz auf denselben Gründen, als das erste, und es ist daher kaum denkbar, daß das zweite unrichtig sein könnte, wenn das erste richtig ist. Aber durch Abänderung der Versuche läßt sich 2) sichtbar machen, daß diese Abweichungen lediglich der Mitwirkung von Nebenkräften zuzuschreiben sind, deren Mitwirkung sich (wie in der Hydrostatik) nicht ausschließen läßt. Es entsteht

nämlich eine Abänderung in der absoluten Geschwindigkeit, sobald man in der Gestalt, Größe und sonstigen Beschaffenheit der Ausfluß-Öffnung irgend eine Abänderung macht.

Sie wird langsamer, je kleiner die Öffnung ist, und diese kann so klein gemacht werden, daß wenig oder gar nichts ausfließt. Eben so macht die Dicke der Scheibe, in der sich die Öffnung befindet, die Gestalt derselben, ihre materielle Beschaffenheit, bei unveränderter Druckhöhe einen Unterschied in der Geschwindigkeit des Ausflusses. Noch stärker wird dieser Einfluß, wenn man kurze oder lange Röhren, die cylindrisch, oder abwärts, oder aufwärts kegelförmig sind, an die Öffnung ansetzt. Ja wir werden in der Folge sehen, daß bei gewissen Veränderungen der Ausfluß-Mündung die Geschwindigkeit sogar größer werden kann, als sie nach dem zweiten Gesetze sein sollte. Diese Erscheinungen lassen keinen Zweifel übrig, daß wir es hier mit einem Einfluß von Kräften zu thun haben, die von der Schwere gänzlich verschieden sind. Denn daß die Schwere allein, bei gleicher Druckhöhe einerlei Geschwindigkeit hervorbringen würde, ist unmittelbar einleuchtend, und die im 4ten §. gemachten Schlüsse verbürgen die Richtigkeit des dort aufgestellten Gesetzes.

§. 13. Will man Versuche über dergleichen Abweichungen anstellen, so muß man dem im vorigen §. beschriebenen Gefäße eine solche Einrichtung geben, daß man allerlei Veränderungen der Öffnung anbringen kann. Dieser Zweck kann auf das einfachste erreicht werden, wenn man den Boden des Gefäßes etwas stark von Metall macht, in diesen eine große Öffnung (von 1 bis $1\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser) einschneidet, diese an der innern Fläche mit einer Schraubemutter versieht, und in diese nun erst dasjenige Stück, welches die Ausflußmündung enthält, einschraubt. Auf solche Art kann man eine Menge solcher Einsetzstücke anfertigen, welche Mündungen von allerlei Beschaffenheit enthalten.

So zahlreich übrigens die Versuche sind, die man über diese Abweichungen angestellt hat, so hat es dennoch bis jetzt noch nicht gelingen wollen, den Einfluß fremder Kräfte auf bestimmte und allgemeine Gesetze zurück zu bringen. Um so sorgfältiger müssen wir daher auf alle diejenigen Umstände achten, welche Einfluß auf diese Bewegungen haben können.

Über den Einfluß anderer Umstände, als der Schwere, auf die hydraulischen Bewegungen.

§. 14. Die Kräfte und Umstände, durch welche die ursprünglich bloß von der Schwere abhängige Geschwindigkeit des Wassers modificirt wird, lassen sich unter folgende Rubriken bringen.

1) Jedes ausströmende Wasser muß den Widerstand der Luft überwältigen, wodurch die Geschwindigkeit vermindert wird.

2) Eine sehr wichtige Quelle von Abweichungen liegt in den innern Bewegungen jeder ausströmenden Flüssigkeit, die schwer zu beobachten, und noch schwerer unter Gesetze zu bringen sind. Wenn aus dem Gefäße ABCD Fig. 61. durch die Öffnung EF Wasser ausströmt, so ist es nicht bloß die lothrecht über EF stehende Wassersäule, welche sinkt, sondern alles Wasser im ganzen Gefäße, wenn es nicht überaus weit ist, kommt in eine sinkende Bewegung. Ist das Gefäß von Glas, und man streut leichte Körperchen (z. B. zerstoßenes Siegellack oder Bernstein) hinein, so kann man diese Bewegungen einigermaßen beobachten. Die ganze Masse sinkt, wenn das Gefäß von gleicher Weite ist, oben ziemlich gleichförmig. Tiefer unten bleibt die Bewegung weder geradlienig, noch gleichförmig, sondern die Wasser-

theilchen nehmen ungefähr solche Wege, wie sie durch Linien in der Figur angedeutet sind. Das Wasser strömt also von allen Seiten nach der Öffnung, und da diese Bewegungen zum Theil einander entgegengesetzt sind, so kann daraus eine beträchtliche Verzögerung der Bewegung entstehen.

Hat das Gefäß nicht überall gleiche Weite, ist es überhaupt unregelmäßig gestaltet, besteht es wohl gar aus einer mannigfaltig gekrümmten Röhre, so müssen die innern Bewegungen noch mannigfaltiger, und die Verzögerung des Ausflusses noch größer werden.

3) Eine besondere Aufmerksamkeit verdient die Gestalt, welche der ausfließende Strahl durch diese innern Bewegungen erhält. Ist die Öffnung kreisförmig, und in einer dünnen Platte, so hat der Strahl dicht unter derselben die Gestalt eines umgekehrten, kurzen, abgestumpften Kegels EFGH, doch so, daß die Seiten EG, FH desselben einwärts gekrümmt sind. Die Abmessungen dieses Kegels sind unter den vorausgesetzten Umständen sehr beständig. Der kleinste Durchmesser GH des Strahls ist 0,8 von dem Durchmesser der Öffnung EF. Folglich ist die Durchschnittsfläche GH selbst 0,64 oder beinahe $\frac{2}{3}$ von der Fläche der Öffnung. Unter GH breitet sich der Strahl wieder aus. Der Abstand des kleinsten Durchschnitts GH von EF, beträgt nur einen halben Durchmesser der Öffnung EF. Man nennt die beschriebene Erscheinung die Zusammenziehung des Strahls.

Zwischen EF und GH nimmt die Geschwindigkeit des Wassers sehr schnell zu, indem sie in GH ungefähr um die Hälfte größer sein muß, als in EF. Denn da durch EF und GH in gleichen Zeiten gleichviel Wasser

durchgeht, diese Flächen aber sich wie 3 : 2 verhalten, so müssen sich die Geschwindigkeiten an beiden Stellen umgekehrt, wie 2 : 3 verhalten. Die Versuche haben gezeigt, daß die Geschwindigkeit des Wassers in GH derjenigen Geschwindigkeit sehr nahe kommt, die zu der Fallhöhe AC gehört. Es scheint also, daß in GH die Wirkung aller Nebenkräfte verschwunden ist, und das Wasser nun wirklich die Geschwindigkeit erlangt hat, die es durch die bloße Wirkung der Schwere haben sollte, welches ein sehr wichtiger Erfahrungsbeweis für die Richtigkeit der vorgetragenen Theorie ist.

4) Endlich hat die Anziehung zwischen dem Gefäße und der Flüssigkeit, und die Kraft, mit der die Theile der letzteren an einander haften, einen weit größeren Einfluß auf die Geschwindigkeit des Ausflusses, als man vermuthen sollte.

Diesem Einflusse ist es wohl vorzüglich zuzuschreiben, daß jede Veränderung in der Einrichtung der Öffnung eine veränderte Geschwindigkeit hervorbringt. Daß diese Adhäsionen in den meisten Fällen der Bewegung hinderlich sind, ist für sich klar; ja wenn die Öffnung sehr klein ist, so kann alle Bewegung dadurch vernichtet werden. Indessen scheint es, daß diese Kräfte in gewissen Fällen die Bewegung nicht nur nicht vermindern, sondern sogar vermehren. Die größte Wirkung dieser Art erfolgt, wenn man mit der Öffnung eine conisch sich verengende Röhre verbindet, welche die Gestalt des zusammengezogenen Strahls hat, und dann eine andere sanft sich erweiternde conische Röhre ansetzt. M. s. Eytelweins Handb. der Mechan. und Hydrost. S. 107—126.

§. 15. Bei springenden Wassern kommt zu den auseinandergesetzten Hindernissen noch ein eigenes hinzu. Jeder aufsteigende Tropfen steigt mit abnehmender Bewegung. Die Geschwindigkeit ist also in den oberen Theilen des Strahls geringer, als in den unteren, und so übt das höhere Wasser einen Druck gegen das niedrigere aus, und verzögert die Bewegung desselben. Der Strahl erreicht daher nie die Höhe des Wasserspiegels, die er vermöge der ursprünglichen Geschwindigkeit des Wassers erreichen sollte. Noch mehr wird das steigende Wasser durch das herunterfallende verzögert, und bisweilen bis zn der Ausflußmündung zurückgedrückt. Das Wasser springt daher höher, wenn es nicht ganz lothrecht springt. Die Versuche haben übrigens gelehrt, daß ein kleines Loch in einer dünnen Platte die vortheilhafteste Einrichtung der Öffnung ist, um den Strahl möglichst hoch zu bringen. Doch erreicht er unter den günstigsten Umständen nicht leicht mehr als $\frac{7}{8}$ der Druckhöhe.

§. 16. Es ist ein allgemeines Gesetz bei allem Wasserausfluß aus einem Gefäße, daß das Gefäß selbst einen Druck in der entgegengesetzten Richtung leidet, der, wenn das Gefäß beweglich genug ist, dasselbe wirklich in eine entgegengesetzte Bewegung versetzen kann. Man denke sich die Öffnung EF, Fig. 58. des Gefäßes verschlossen, so leidet sie einen hydrostatischen Druck, dessen Größe nach XXII. 6. bestimmbar ist. Dieser Druck kann, wie stark er auch sein mag, keine Bewegung des ganzen Gefäßes hervorbringen, weil der Theil der gegenüberliegenden Wand AC, dessen Lage und Größe mit EF völlig gleich ist, nämlich HK, einen eben so

großen, aber entgegengesetzten Druck leidet. Wird hingegen EF geöffnet, und das Wasser fließt aus, so hat der Druck auf HK keinen Gegendruck mehr, und er kann daher, wenn das Gefäß beweglich ist, dasselbe in eine entgegengesetzte Bewegung versetzen.

Über die Bewegung fester Körper in Flüssigkeiten.

§. 17. Ein fester Körper kann sich in einer Flüssigkeit nicht bewegen, ohne eine Menge flüssiger Materie in Bewegung zu setzen. So viel Bewegung er aber der Flüssigkeit mittheilt, so viel Bewegung entgeht ihm selbst, wie aus der Lehre von der Mittheilung der Bewegung (Cap. XV.) erhellet. Man sieht diesen Verlust an Bewegung, als die Wirkung einer Kraft an, welche die Flüssigkeit dem bewegten Körper entgegensetzt, und nennt ihn den Widerstand der Flüssigkeit. Der Scharfsinn der größten Mathematiker ist bis jetzt nicht hinreichend gewesen, die Theorie dieses Widerstandes auf einfache und sichere Gesetze zurückzuführen. Seit Newton nahm man sonst allgemein an, daß sich dieser Widerstand (in jedem Falle alles übrige gleich gesetzt), wie das Quadrat der Geschwindigkeit des bewegten Körpers, wie die entgegenwirkende Oberfläche, und wie die Dichtigkeit der Flüssigkeit verhalte. Allein eine Menge Versuche, welche seit der Mitte des vorigen Jahrhunderts, besonders in Frankreich, angestellt worden, zeigen, daß alle diese Gesetze unsicher sind. Nur bei mittleren Geschwindigkeiten stimmen sie ziemlich mit der Erfahrung. Bei sehr großen und sehr kleinen weichen sie sehr weit ab.

Ein Umstand, welchen man bisher vielleicht noch nicht genug beachtet und untersucht hat, ist, daß ohne Zweifel die specifische (chemische) Anziehung, die zwischen dem festen Körper und der Flüssigkeit herrscht, einen ungemein großen Einfluß auf diesen Widerstand hat. Denn obgleich z. B. Öl leichter als Wasser ist, so ist doch sichtbar, daß es einem in demselben bewegten Körper einen stärkeren Widerstand entgegensetzt, als Wasser. Es ist daher denkbar, daß Newtons Gesetze an sich, in so fern man von der Einwirkung solcher Nebenkräfte absieht, ganz richtig, und die Abweichungen nur solchen fremden Kräften zuzuschreiben wären.

Wer die mathematischen Untersuchungen über diesen Gegenstand nicht aus den ersten Quellen (Newtoni principia phylos. nat. Euleri Mechanica. D. Bernoulli Hydrodynamica.) schöpfen will, kann sich durch Kästners höhere Mechanik nnd Hydrodynamik, desgleichen aus Karstens Lehrbegriff der gesammten Mathematik, Theil 4. hinlänglich unterrichten. Eine kürzere Übersicht dieser Untersuchungen findet man in Gehler und Fischer im Art. Widerstand der Mittel.

§. 18. Die Gesetze des Widerstandes lassen sich nicht unbedingt auf den umgekehrten Fall anwenden, wenn bewegte Flüssigkeit auf einen ruhenden Körper stößt, oder wenn sich Festes in einem bewegten Flüssigen bewegt. Es kommt dabei auf die Begränzung des Raumes an, in welchem sich die Flüssigkeit bewegt. Ist dieser beschränkt, so begreift man, daß der Anstoß der Flüssigkeit an den Wänden, einen nicht leicht zu bestimmenden Einfluß auf die Bewegungen hat. Nur wenn der Raum, in welchem sich die Flüssigkeit bewegt, als unbegränzt angesehen werden darf, muß es einerlei sein, ob sich ein fester Körper gegen die ruhende Flüssigkeit, oder die Flüssigkeit eben so schnell gegen den ruhenden Körper bewegt.

§. 19. Einen besonderen Fall, der wenig Schwierigkeit hat, wollen wir näher erörtern, den Fall und das gerade Aufsteigen fester Körper im Wasser. Wenn ein Körper, der zehn Loth schwer ist, nur neun Loth

Wasser verdrängt, so sinkt er unter. Da aber seine Masse von zehn Loth nur durch die Kraft eines einzigen Lothes bewegt wird, so würde er, wenn das Wasser keinen Widerstand leistete, zwar mit gleichförmig beschleunigter Bewegung sinken, aber zehnmal langsamer, als im leeren Raume. Da ihm aber das Wasser beim Sinken widersteht, so wird seine Beschleunigung mit jedem Augenblicke geringer werden, und da der Widerstand ungefähr wie das Quadrat der Geschwindigkeit zunimmt, so wird die Beschleunigung ziemlich schnell abnehmen und bald unmerklich werden, indem ein Zeitpunkt eintreten muß, wo der Widerstand des Wassers dem Körper eben soviel Geschwindigkeit raubt, als ihm die beschleunigende Kraft der Schwere mittheilt. Von diesem Zeitpunkte an sinkt er mit gleichförmiger Bewegung. Dieser Zeitpunkt tritt desto schneller ein, je weniger die Schwere des Körpers von der Schwere des Wassers verschieden ist.

Vollkommen eben so verhält es sich mit dem Aufsteigen eines leichteren Körpers im Wasser. Leistete das Wasser keinen Widerstand, so müßte er mit gleichförmig beschleunigter Bewegung steigen, weil die Kraft, welche ihn hebt, von unveränderlicher Größe ist. Es ist aber klar, daß der Widerstand des Wassers hier gerade dieselbe Wirkung, als in dem vorher betrachteten Falle hervorbringen müsse.

In langen gläsernen Röhren von einiger Weite kann diese Art von Bewegungen, mit Körpern die nur wenig schwerer oder leichter als das Wasser sind (z. B. durch die Cartesianischen Taucher), dem Auge bemerklich gemacht werden.

Anm. Die im §. gemachten Schlüsse sind nicht als absolut strenge anzusehen. Berechnet man nämlich diese Art von Bewegung etwas genauer, mit Berücksichtigung der oben

angegebenen Gesetze, so findet sich, daß die Bewegung eigentlich nie vollkommen gleichförmig wird, sondern sich nur der Gleichförmigkeit unendlich nähert. Ist das specifische Gewicht des Körpers von dem des Wassers wenig verschieden, so geschieht die Annäherung zur Gleichförmigkeit so schnell, daß unsere Sinne sehr bald die Abweichung nicht mehr wahrnehmen. Daher behalten die Schlüsse des §. für die Anwendung ihre Gültigkeit. Aber wegen der Unsicherheit der Newtonschen Gesetze ist es nicht möglich, eine ganz vollkommene Theorie dieser Bewegungen zu begründen.

§. 20. Die Gränzen eines Grundrisses verstatten nicht, mehr als die ersten Begriffe und Grundsätze der Hydraulik auseinanderzusetzen, besonders gehört die Beschreibung einer Menge alter und neuer zum Theil höchst sinnreicher Maschinen, nicht in die Naturlehre, sondern in die Maschinenlehre.

Wir fügen noch ein kurzes Verzeichniß neuerer Werke über die Hydraulik hinzu, die man in diesem Fache als classisch ansehen kann. Bernhard's neue Grundlehren der Hydraulik, a. d. Franz. übers. von Langsdorf. Gießen 1790. Bossut's Lehrbegriff der Hydrodynamik, a. d. Franz. von Langsdorf. 2 Bände. Frankf. a. M. 1791. Langsdorf's Lehrbegriff der Hydraulik, nebst Fortsetzung derselben. Altenburg 1794 und 96. Buat's Grundlehren der Hydraulik, übers. von Kosmann, m. Anm. und Zus. von Eytelwein. 2 Theile. Berlin 1796. Prony neue Architectura hydraulica. a. d. Franz. von Langsdorf. Frankf. a. M. 1794. Recherches experimentales sur le principe de la communication laterale du mouvement, dans les fluides. Par Venturi. Paris 1797; übersetzt in Gilberts Annalen der Physik II. und III. Vorzüglich gründlich und vollständig ist unter den deutschen Originalwerken Eytelweins Lehrbuch der Mechanik und Hydraulik. Berlin 1801. Der zweite Theil von Büsch's Mathematik zum Nutzen und Vergnügen des bürgerlichen Lebens enthält Beschreibungen von mancherlei Wassermaschinen. Unter den älteren Werken ist besonders Belidor's Architectura hydraulica zu bemerken.

Fünfter Abschnitt.

Von den ausdehnsamen oder luftförmigen Körpern.

Siebenundzwanzigstes Capitel.

Von den ausdehnsamen Flüssigkeiten überhaupt.

§. 1. Man hielt vormals die atmosphärische Luft für die einzige in der Natur vorhandene ausdehnsame Flüssigkeit. Die neuere Chemie hat uns gelehrt, daß es solcher Flüssigkeiten sehr viele gebe, die man Luftarten oder Gasarten nennt. Auch haben die genaueren Untersuchungen über die Verdunstung sichtbar gemacht, daß alle eigentlichen Dünste in die Classe ausdehnsamer Flüssigkeiten gehören. Die genauere Kenntniß von den eigenthümlichen Eigenschaften jeder Luftart gehört unzweideutig in die Chemie; die mechanische Naturlehre hat es lediglich mit ihren mechanischen Eigenschaften, Expansivkraft, Schwere, Druck, zu thun, welche allen gemein sind, wenn gleich in verschiedenem Grade. Die Dünste haben manches Eigenthümliche, wovon in einem eigenen Capitel dieses Abschnitts gehandelt werden muß.

Unter den eben genannten mechanischen Eigenschaften ist die Ausdehnsamkeit oder Expansivkraft eigentlich diejenige, wodurch sich der luftförmige Zustand

von dem tropfbaren und festen unterscheidet. Daher ist es nöthig diesen Begriff hier näher zu bestimmen.

Im luftförmigen Zustande zeigt sich keine Spur von einer Cohäsion der Theile. Im Gegentheil zeigen alle Punkte einer solchen Flüssigkeit ein stetes Bestreben, sich anszudehnen, also von einander zu entfernen. Dieses Bestreben ist es, was wir Ausdehnsamkeit nennen, Eine luftförmige Masse muß daher von allen Seiten gesperrt sein, wenn sie ihr Volumen oder ihre Dichtigkeit nicht ändern soll. Durch vermehrten äußeren Druck wird sie in einen kleineren, durch verminderten in einen größeren Raum ausgedehnt. In jedem Falle müssen aber, im Zustande des Gleichgewichts, Druck und Expansivkraft einandern gleich sein. Genauere Erörterungen über diese Kraft machen den wesentlichen Inhalt mehrerer folgenden Capitel aus.

Von den besonderen Eigenschaften einiger merkwürdiger Luftarten müssen wir noch einige Nachricht geben, da ihre Kenntniß dem mechanischen Naturforscher unentbehrlich ist.

Anm. Man braucht gegenwärtig im Deutschen für beharrlich ausdehnsame Flüssigkeiten zwei Wörter: Luft und Gas. Das ist mehr als nöthig. Denn wenn einige das, was sich athmen läßt, Luft, was sich nicht athmen läßt, Gas nennen wollen, so ist dieser Unterschied von wenig Bedeutung für die Wissenschaft, und wird auch sehr oft nicht beobachtet. Der Verfasser wünscht, daß die Naturforscher bloß das Wort Luft beibehalten, das Wort Gas aber für einen weiter unten (§. 8.) zu bestimmenden Gebrauch aufbewahren möchten.

Von der atmosphärischen Luft.

§. 2. Hauptsächlich ist es die genaueste Untersuchung dessen, was bei dem Verbrennen vorgeht, welche

uns gelehrt hat, daß die atmosphärische Luft nicht, wie man vormals glaubte, ein einfacher Grundstoff, sondern daß sie selbst eine Mischung von zwei Luftarten, Oxygenluft oder Lebensluft, und Azotluft oder Stickluft sei, und zwar ungefähr im Verhältniß 1 : 4. Dies sind die beiden wesentlichen Bestandtheile der atmosphärischen Luft; man würde sich aber sehr irren, wenn man glauben wollte, daß nichts weiter als diese beiden Stoffe in ihr vorhanden wäre. Sehr viele, vielleicht alle feste und tropfbare Körper verdunsten an der Oberfläche durch eine Wirkung der Wärme; und ihre Dünste, die zum Theil unbegreiflich fein sind, vermischen sich mit der Luft. Einige Aufmerksamkeit auf die alltäglichsten Erscheinungen kann dieses außer Zweifel setzen.

Daß der Geruch eines Körpers das Zeichen einer Verdunstung sei, kann schwerlich bestritten werden; aber zu den Körpern, die einen Geruch haben, gehören selbst die meisten Metalle, frischer Kalk, angefeuchteter Thon u. dgl. m. Aber gewiß nimmt die Luft auch viele nicht riechende Körper auf, wovon das Wasser einen sehr deutlichen Beweis giebt. Und die Unreinigkeit des sogenannten Schweißes der sich bei äußerer Kälte an die Fensterscheiben setzt, beweist deutlich, daß der Wasserdunst bei seiner vorhergehenden unsichtbaren Verbreitung in der Luft mit mancherlei andern Stoffen vermischt war. Bedenkt man ferner, daß die Natur nach den Beobachtungen der Naturforscher durch chemische Prozesse im Innern der Erde, oder auf der Oberfläche derselben, allerlei Luftarten, besonders kohlensaure und Hydrogenluft erzeugt, und daß die meisten Luftarten sich ohne Änderung ihres Aggregatzustandes mischen; bedenkt man endlich, daß in der atmosphärischen Luft Millionen organischer Wesen leben, und verwesen, daß bei diesen, während ihres Lebens, ein ununterbrochener Wechsel von Nahruug und (größtentheils dunstförmiger) Absonderung statt findet, und daß bei der Verwesung die Stoffe, woraus sie bestehen, sich in einfachere größtentheils ausdehnsame

Stoffe verwandeln: so wird man sich leicht überzeugen, daß die atmosphärische Luft, besonders in den unteren Regionen, ein Gemisch von einer unendlichen Menge ausdehnsamer Flüssigkeiten sein müsse, von denen sich aber die meisten nicht nur unsern Sinnen, sondern wegen ihrer geringen Menge selbst den feinsten chemischen Reagentien (Prüfungsmitteln) entziehen. In den höheren Gegenden der Atmosphäre, zu welchen wir uns erheben können, scheint die Luft einfacher und reiner zu sein. Indessen beweisen die Erscheinungen des Nordlichts, der Sternschnuppen, der Feuerkugeln ꝛc., deren Entstehung sich durchaus nicht aus den beiden wesentlichen Bestandtheilen der atmosphärischen Luft begreiflich machen läßt, daß in den höhsten Gegenden des Luftkreises vielleicht andere Stoffe wirksam sein mögen, die wir in jenen Regionen gar nicht vermuthen.

Von den mechanischen Eigenschaften derselben müssen wir in besondern Capiteln handeln.

Von der Oxygen-Luft.

§. 3. Wenn man gepülverten Braunstein (oder Salpeter) in einer luftdichten Retorte glüht, so entbindet sich eine Menge Luft, die (besonders aus Braunstein) beinahe reines Oxygen ist. Die Methoden, es ganz rein zu erhalten, muß man in chemischen Schriften nachsehen. Dieser Stoff, dessen Entdeckung wir Scheele und Priestley, und dessen genauere Untersuchung wir Lavoisier verdanken, spielt eine so wichtige Rolle in der Natur, daß seine Kenntniß beinahe allein dasjenige ist, was seit einem halben Jahrhundert eine vollständige Revolution in der Chemie bewirkt hat. Wir bemerken hier nur folgendes: ohne ihn findet kein Leben statt, daher hat man ihn Lebensluft genannt; ohne ihn findet kein Verbrennen statt, daher nannte ihn Scheele Feuerluft; er macht einen wesentlichen Bestandtheil der meisten Stoffe aus, melche der Chemiker Säuren

nennt, daher nannte ihn Lavoisier Oxygène (Oxygenicum), welches man im Deutschen durch Sauerstoff übersetzt hat. Die Benennung dephlogistisirte Luft, die man vor Lavoisier brauchte, beruht auf einer falschen Theorie, und muß gänzlich vermieden werden. Außer den organischen, brennbaren, und vielen salzigen Stoffen, verbindet er sich noch mit vielen andern Körpern, besonders den Metallen. Durch diese Verbindung raubt er ihnen alle metallische Eigenschaften, und verwandelt sie in bloß erdartige (oder im geschmolzenen Zustande glasartige) Stoffe, von mancherlei Farben und Eigenschaften, die man Metall-Oxyde (vormals metallische Erden oder Metallkalke) nennt, zu welcher Klasse der oben erwähnte Braunstein, ferner von den selbst im gemeinen Leben bekannten Stoffen, der Eisenrost, der Grünspan, die sogenannte Blei- und Zinnasche, die Mennige, der weiße Arsenik ꝛc. gehören. Obgleich dieser Stoff einen Hauptbestandtheil des Wassers ausmacht, indem 0,85 seiner Masse aus diesem Stoff bestehen, so nimmt doch das Wasser von ihm, so wie er selbst vom Wasser, nur wenig in sich auf.

Man hat eigene Instrumente erdacht, um den Gehalt der atmosphärischen Luft an Oxygen ausfindig zu machen. Man hat sie Eudiometer genannt. Allein ihre Construction sowohl, als ihr Gebrauch, beruht ganz und gar auf chemischen Gründen, und kann daher nur in der chemischen Naturlehre vorgetragen werden.

Von der Azot-Luft.

§. 4. Wenn man eine hinlängliche Menge von Phosphor in einem gesperrten Volumen von atmosphärischer Luft verbrennt, so verschwindet ungefähr $\frac{1}{5}$ dieses Volumens, und der Rückstand ist Azot-Luft (Gas azote),

in welchem kein Athmen und kein Verbrennen mehr statt findet. Obgleich das Azot nicht in so mannigfaltige Verbindungen einzugehen scheint, als das Oxygen, so ist es doch von großer Wichtigkeit, weil man gefunden hat, daß es einen wesentlichen Bestandtheil aller lebendigen organischen Körper ausmacht. Einige deutsche Naturforscher nennen ihn Salpeterstoff, weil er in gewissen Verhältnissen mit Oxygen verbunden, Salpetersäure, und diese mit Kali oder Pottasche verbunden, Salpeter erzeugt. Die ältere Benennung, phlogistisirte Luft, ist gänzlich zu verwerfen.

Näheren Unterricht über die verschiedenen Darstellungsarten dieses Stoffes und über die Eigenschaften desselben, die zum Theil noch viel Aufklärung bedürfen, ist in chemischen Schriften zu suchen.

Von der Hydrogen-Luft.

§. 5. Diese Luftart, die im reinen Zustande zwölf bis dreizehnmal leichter als atmosphärische Luft, und überhaupt der leichteste aller genauer bekannten Körper ist, kennt man seit der Erfindung der Luftbälle, selbst in dem größeren Publicum, unter dem Namen der leichten brennbaren Luft. Sie war schon den älteren Chemikern unter dem Namen eines brennbaren Geistes (woraus vielleicht das Wort Gas entstanden) nicht unbekannt, doch unterließ man ihre Natur näher zu untersuchen. Sie ist untauglich zur Unterhaltung des Athmens. In ihr findet auch kein Brennen statt, ob sie gleich in Berührung mit Oxygen selbst brennbar ist. Mischt man zwei Theile derselben (nach Volumen, nicht nach Gewicht gerechnet) mit einem Theile Oxygen-Luft (oder statt des letzteren, mit fünf Theilen atmo-

sphärischer Luft), so erhält man sogenannte Knall-Luft. Daß durch die Entzündung der reinen Knall-Luft Wasser erzeugt werde, haben wir schon oben III. 9. gesehen. Wegen dieser Wassererzeugung nannte Lavoisier diesen Stoff Hydrogène (Wasserstoff). Von einer Wassermasse bestehen dem Gewichte nach 0,15 aus diesem Stoffe, und 0,85 aus Oxygen. Die Hydrogen-Luft nimmt das Wasser nicht in großer Menge auf, und in noch geringerer wird sie vom Wasser selbst aufgenommen. Man erhält sie, wenn man Wasserdämpfe durch glühende Röhren streichen läßt, wo sich das Oxygen des Wassers an das Eisen absetzt; noch bequemer, wenn man Eisen oder Zink in verdünnter Schwefelsäure oder in Salzsäure auflöst.

Von der kohlensauren Luft.

§. 6. Man nannte diese Luftart anfänglich fixe Luft, weil man sie zuerst als einen Bestandtheil mehrerer fester Körper kennen lernte. Besonders ist sie ein Bestandtheil aller rohen Kalkarten (Kalkspath, Marmor, gemeiner Kalkstein, Kreide ꝛc.) in denen sie fast die Hälfte des Gewichts ausmacht. Sie wird aus ihnen entbunden, wenn man irgend eine Säure, am bequemsten verdünnte Schwefelsäure, darauf gießt. Seitdem man entdeckt hat, daß diese Luft eben dieselbe ist, welche durch Verbrennen der Kohle erzeugt wird, und daß sie alle wesentliche Eigenschaften einer Säure besitzt, nennt man sie Kohlensäure (Acidum carbonicum). In vielen, besonders vulcanischen Gegenden, steigt sie in großer Menge aus der Erde hervor, und da sie schwerer ist, als die atmosphärische Luft, und sich nur langsam mit derselben mischt, so bildet sie an einigen Orten

(z. B. in der Hundsgrotte bei Neapel) eine Luftschicht von ein Paar Fuß Höhe, in der kein Thier leben kann, weil sie zum Athmen völlig untauglich ist. Das Wasser nimmt durch Schütteln, ungefähr ein gleiches Volumen von ihr in sich auf, so wie auch sie gegenseitig eine beträchtliche Menge Wasser aufgelöst enthalten kann. Dem Wasser ertheilt sie einen angenehmen, erquickenden, säuerlichen Geschmack, und ist in dieser Verbindung der Hauptbestandtheil aller Sauerbrunnen. Das Kalkwasser (Auflösung des gebrannten Kalks, oder der reinen Kalkerde in Wasser) bietet ein sehr bequemes Prüfungsmittel dar, ihre Gegenwart in einer Flüssigkeit zu entdecken. Denn gießt man etwas von einer solchen Flüssigkeit in Kalkwasser, so wird es trübe, weil sich die Kohlensäure mit der Kalkerde verbindet, diese Verbindung aber im Wasser unauflöslich ist.

§. 7. Der Chemiker kennt außer den genannten, noch eine große Menge anderer Luftarten (und man entdeckt deren von Zeit zu Zeit neue), die aber für den mechanischen Naturforscher von geringerer Wichtigkeit sind. Die meisten dieser Stoffe sind permanente oder beharrliche Luftarten, d. h. sie bleiben unter allen bekannten Temperaturen, ausdehnsam. Viele sind nur Dünste, von denen im folgenden §. noch einiges gesagt werden soll.

Von den ausdehnsamen Dünsten.

§. 8. Wasser und andere tropfbare Flüssigkeiten können, genau genommen, auf eine dreifache Art in der Luft enthalten sein. 1) in der Gestalt sehr kleiner Bläschen oder Stäubchen können sie mechanisch in der Luft schwimmen. In diesem Zustande sind sie eigentlich

noch tropfbar, und werden bloß ihrer Leichtigkeit wegen in der bewegten Luft fortgetragen. Dieses ist der Zustand, in welchem sie den sichtbaren Nebel und die Wolken bilden. Doch besteht nicht aller Nebel aus bloßen Wassertheilchen, sondern er kann sogar auch sehr fein zertheilte feste Materien enthalten, so wie z. B. augenscheinlich im Rauch viele äußerst fein zertheilte Kohle enthalten ist. Ich bezeichne diesen Zustand mit dem Worte Dampf, wobei sich schon im gemeinen Leben jedermann etwas sichtbares denkt. 2) Es können aber auch alle tropfbare Flüssigkeiten in den vollkommen ausdehnsamen Zustand übergehen, wo sie sich dann in allen mechanischen Eigenschaften nicht von den wirklichen Luftarten wesentlich unterscheiden. Der Hauptunterschied besteht nur darin, daß sie aus diesem Zustande durch bloße Zusammenpressung, desgleichen durch bloße Abkühlung, in den tropfbaren Zustand zurück versetzt werden können. So wesentlich auf den ersten Blick dieser Unterschied erscheinen mag, so ist es doch denkbar, daß er nur zufällig sein könnte. Denn es wäre wohl möglich, daß wir bei beharrlichen Luftarten nur nicht den Grad des Drucks oder der Kälte hervorbringen könnten, der vielleicht zur Zurücksetzung in den tropfbaren Zustand erfoderlich sein mag. Die in diesen Zustand versetzten Flüssigkeiten sind in demseben völlig unsichtbar wie die eigentliche Luft, ja die atmosphärische Luft kann sogar unserm Gefühle völlig trocken erscheinen, wenn sie gleich sehr viel aufgelöstes Wasser enthält. Denn das Gefühl der Feuchtigkeit entsteht nur dann, wenn sich von diesem Wasser etwas an der Haut unsers Körpers in tropfbarer Gestalt niederschlägt, welches nur dann der Fall ist, wenn die Luft anfängt, sich des in ihr ent-

haltenen Wassers aus irgend einer Ursache zu entledigen. Ich nenne Wasser und jede Flüssigkeit in diesem vollkommen ausdehnsamen Zustande Dunst, nicht Dampf. Das nähere über diesen Zustand bleibt einem eigenen Capitel dieses Abschnitts vorbehalten. 3) Endlich kann Wasser ein wesentlicher Bestandtheil einer Luftart sein, so daß durch Entziehung des Wassers, das Wesen derselben zerstört wird. De Luc glaubte sogar, daß in der atmosphärischen Luft eine große Menge Wasser in diesem Zustande enthalten sei, was aber schwerlich erweislich ist. Dagegen scheinen salzsaure, flußsaure und andere Luftarten in der That einen solchen wässerigen Bestandtheil zu enthalten. Es beruhet indessen diese ganze Vorstellung mehr auf etwas hypothetischem, als auf entschiedenen Thatsachen, daher sie auch hier nur der vollständigeren Übersicht wegen erwähnt ist.

Anm. Daß es nothwendig sei, die beiden ersten so wesentlich verschiedenen Zustände durch bestimmte Wörter zu unterscheiden, wird wohl Niemand bezweifeln. Nimmt man aber bei ihrer Wahl, was wohl billig ist, nur einige Rücksicht auf den allgemeinen Sprachgebrauch, so wird man auch leicht einräumen, daß das Wort Dampf, welches jetzt fast allgemein von dem zweiten Zustande gebraucht wird, nicht zweckmäßig gewählt ist, da sich bei Dampf wohl jeder Mensch etwas sichtbares denkt. Wäre man bei der Wahl solcher Wörter ganz frei, so würde der Verfasser noch anders, als oben geschehen ist, gewählt haben. Er würde Dampf und Dunst für den ersten Zustand beibehalten haben, da selbst in dem gemeinen Gebrauche des Wortes Dunst eine Beziehung auf das Gefühl liegt. Hätte man nicht für die eigentlichen Luftarten, ohne wissenschaftlichen Nutzen, die beiden Wörter Luft und Gas eingeführt, so würde das letztere eine sehr gute Benennung für den vollkommen ausdehnsamen Zustand der Flüssigkeiten gegeben haben. Dieses ist der Grund, warum der Verfasser oben in der Anm. zu §. 1. den Wunsch äußerte, daß die Natur-

forscher sich des Wortes Gas statt Luft eine Zeitlang enthalten möchten, damit es vielleicht in Zukunft, wenn es in der bisherigen Bedeutung einigermaßen veraltet wäre, die hier bestimmte erhalten könnte.

Achtundzwanzigstes Capitel.

Vom Barometer, und von der Schwere der Luft.

§. 1. Die Unsichtbarkeit der Luft erschwert die Beobachtung und Untersuchung derselben. Daher ist man zu deutlichen und bestimmten Begriffen über ihre wesentlichsten mechanischen Eigenschaften (Schwere und Expansiv-Kraft), erst seit dem 17ten Jahrhundert, durch die Erfindung eigener Werkzeuge gelangt. Mit diesen muß man sich zuerst bekannt machen. Es sind folgende: 1) Barometer; 2) die Mariottische Verdichtungs- und Verdünnungs-Röhre; 3) das Luft-Thermometer; 4) die Verdünnungs- und Verdichtungs-Luftpumpe.

In diesem Capitel wollen wir das Barometer, in den folgenden die übrigen Geräthschaften näher kennen lernen.

Vom Barometer.

§. 2. Wenn man eine gläserne Röhre AB Fig. 62, welche 30 Zoll oder darüber lang, im Lichten wenigstens eine Linie weit, und an dem einen Ende A zugeschmolzen ist, mit Queckſilber füllt, und sie dann mit dem offenen Ende B in ein Gefäß mit Queckſilber CD setzt, ohne daß Luft in die Röhre kommt, so sinkt das Queckſilber nicht bis E, sondern bleibt in einer Höhe EF (an niedrig liegenden Örtern ungefähr 28 Zoll hoch) stehen. Wäre die äußere Oberfläche des Queckſilbers CD keinem unsichtbaren Drucke ausgesetzt, so müßte nach

den Gesetzen der Hydrostatik das Queckſilber bis E ſinken (XXII. 2. 3.). Die Queckſilberſäule EF kann alſo durch nichts, als durch den Druck der Luft auf CD erhalten werden. Durch dieſen Verſuch, den zuerſt Toricelli (1644) in Florenz machte, wird nicht nur entſcheidend bewieſen, daß die Luft einen Druck ausübt, ſondern dieſer Druck wird dadurch auch zugleich ſehr genau gemeſſen. Er iſt nämlich gerade ſo groß, als der Druck einer Queckſilberſäule von der Höhe EF. Über F iſt in der Röhre, wenn alles mit der nöthigen Genauigkeit gemacht wird, ein völlig luftleerer Raum, den man das Toricelliſche Vacuum nennt.

Die ganze Vorrichtung nennt man die Toricelliſche Röhre, oder wenn ſie mit einer Zollſcale verſehen iſt, um die Höhe EF zu meſſen, das Barometer (Druck- oder Gewichtmeſſer).

Anm. Abſolut leer darf man ſich das Toricelliſche Vacuum nicht vorſtellen. Denn außerdem, das Licht, Wärme und ohne Zweifel noch mehrere andere nicht wahrnehmbare Kräfte darin thätig ſind, iſt dieſer Raum auch mit Queckſilber-Dunſt gefüllt, deſſen Daſein ſich, trotz ſeiner Unſichtbarkeit, und äußerſten Feinheit, dennoch aus einer leicht zu machenden Beobachtung beſtimmt ſchließen läßt. Hat nämlich ein Barometer einige Zeit ruhig gehangen, ſo ſieht man allezeit an der innern Fläche des luftleeren Raums, kleine Queckſilber-Kügelchen hangen. Spühlt man dieſe durch ſanfte Bewegung des Queckſilbers herunter, ſo daß der Raum als völlig leer erſcheint, ſo zeigen ſie ſich dennoch nach wenig Tagen wieder. Sie können alſo nichts ſein, als Queckſilber-Dunſt, der ſich an den kühleren Wänden der Röhre in kleinen Tröpfchen niederſchlägt. Der Raum über dem Queckſilber iſt alſo nicht abſolut leer, ſondern nur luftleer.

§. 3. Über die Abänderung in der Geſtalt des Barometers, über die Kunſtgriffe, die Röhre luftleer zu füllen, über die Künſteleien, die man verſucht hat,

kleine Veränderungen der Höhe EF sichtbarer zu machen, vergleiche man Gehler und Fischer im Art. Barometer. Nach allen Künsteleien kehrte man immer wieder zu den einfachsten Einrichtungen zurück, welche in Fig. 63—65. vorgestellt sind. Fig. 63. ist das Gefäßbarometer, wo GBH ein hölzernes Gefäß ist, das bei GH dicht an die Röhre anschließt. Es kann bei GH eine kleine Öffnung haben, um der Luft den Eingang in das Innere des Gefäßes zu erleichtern, ob sie gleich mit vieler Leichtigkeit auch durch dichtes Holz dringt. Fig. 64. heißt wegen der Gestalt des gläsernen Gefäßes GCD das Phiolenbarometer. Fig. 65. besteht aus einer einzigen, wo möglich durchaus gleich weiten Röhre ABG, und heißt das Heberbarometer. Zu genauen Versuchen ist es das brauchbarste. Es versteht sich von selbst, daß die Zollscalen, mit welchen jedes versehen sein muß, um die Höhe EF zu messen, sehr genau getheilt sein müssen. Auf dem festen Lande von Europa bedient man sich hiebei keines andern, als des altfranzösischen Maaßes. Nur die Engländer brauchen das ihrige.

Wesentliche Erfoderniße jedes guten Barometers sind übrigens, daß in dem Raume AF durchaus keine Luft, desgleichen, daß der innere Durchmesser der Röhre eine Linie weit oder noch darüber sei: denn in engen Röhren steht das Queckßilber auch, wenn sie luftleer sind, wegen der Anziehung des Glases, zu niedrig (XXV. §. 6.); es müßte denn sein, daß die innere Fläche des Queckßilbers durch sorgfältiges und wiederholtes Kochen ganz eben wäre (XXV. §. 8.) Bei den Beobachtungen des Barometers muß man, wenn die Oberfläche convex ist, nie den Rand, sondern allezeit die Mitte des Queckßilbers beobachten.

§. 4. Bald nach der Erfindung des Barometers bemerkte man, daß der Druck der Luft veränderlich sei,

und daß das Queckſilber bei F innerhalb des Raums von etwa zwei Zollen ſteige und falle. Doch iſt dieſe Veränderlichkeit des Barometerſtandes nicht auf der ganzen Erde gleich. Unter dem Äquator, und auf ſehr hohen Bergen verändert er ſich wenig; die Veränderungen werden deſto ſtärker, je näher man gegen die Pole kommt, beſonders in niedrig liegenden Gegenden, worüber die phyſiſche Geographie Auskunft geben muß.

Ziemlich unſchuldiger Weiſe iſt das Barometer zu der Benennung eines Wetterglaſes gekommen, ſo wie man neuerlich umgekehrt eine Vorrichtung, welche die Veränderungen der Witterung dadurch (ſo Gott will) anzeigen ſoll, daß gewiſſe in Weingeiſt geſchüttete Salze bald an dem Boden liegen, bald ſich an den Wänden anſetzen, bald auflöſen, ein Barometer genannt hat. Ein unmittelbarer Zuſammenhang zwiſchen dem Barometer und der Witterung iſt weder durch Theorie, noch durch Erfahrung erweislich, aber wohl ein mittelbarer, vermöge der Winde. Gründe und Erfahrungen beweiſen nämlich, daß nördliche Winde immer einen höheren, ſüdliche einen tieferen Barometerſtand hervorbringen. Sehr ſcharfſinnige Bemerkungen des Hrn. L. v. Buch hierüber findet man in der Abhandl. der Berl. Acad. d. Wiſſ. von 1818 und 1819. S. 83. ff. S. 103. ff; desgleichen in einem ſehr vollſtändigen Auszuge in Gilberts Annalen, B. 67. S. 294. ff. und S. 437. ff.

§. 5. Auch bemerkte man bald nach der Erfindung des Barometers, daß es ſinkt, wenn man auf eine Höhe ſteigt, und daß dieſes Sinken mit der Höhe zunimmt. Auf den höhſten Gebirgen in Süd-Amerika, die beinahe eine Meile hoch ſind, fällt es ungefähr bis auf 14 Zoll, alſo um die Hälfte. In tieferen Gegenden, die wenig über der Meeresfläche erhaben ſind, muß man ungefähr 76 Fuß ſteigen, wenn es um eine Linie fallen ſoll. Doch iſt dieſe Höhe, nach Verſchiedenheit

des Zustandes der Luft, besonders der Temperatur, veränderlich.

Diese Beobachtungen setzen es außer allem Zweifel, daß die Luft, der einige alte Philosophen ein der Schwere entgegengesetztes Streben nach oben beilegten, in der That schwer ist. Auf die untere freie Queckſilber-Fläche des Barometers drückt eine bis an das Ende der Atmosphäre reichende Luftsäule mit ihrem ganzen Gewichte, und erhält dadurch die Queckſilbersäule im langen Schenkel in der zum Gleichgewichte mit jenem Drucke erforderlichen Höhe. Je höher man steigt, desto kürzer und leichter ist die drückende Luftsäule, daher auch der Barometerstand niedriger. Hierauf gründet sich die in der Folge näher zu erörternde Methode, Höhen vermittelst des Barometers zu messen.

§. 6. Aus der im vorigen §. angeführten Beobachtung läßt sich die Schwere der Luft in den unteren Gegenden des Luftkreises, schätzen. Wie sie genau zu bestimmen sei, wird sich in der Folge zeigen.

Eine Luftsäule von ungefähr 76 Fuß = 10944 Par. Linien Höhe, steht mit 1 Linie Queckſilber im Gleichgewichte. Also ist Queckſilber ungefähr 10944 Mal so schwer als Luft. Da aber Queckſilber fast 14 Mal so schwer als Wasser ist, so folgt, daß das Wasser ungefähr 780 Mal schwerer als Luft ist.

In der Folge werden wir sehen, daß die Schwere der Luft, nach Verschiedenheit der Temperatur und des Druckes veränderlich ist. Daher genügte hier eine ungefähre Schätzung.

§. 7. Wollte man ein Barometer statt des Queckſilbers mit Wasser füllen, so müßte es vierzehnmal länger gemacht werden. Multiplicirt man die mittlere Barometerhöhe 28″ oder $2\frac{1}{3}$ Fuß mit 14, so erhält man

$32\frac{2}{3}$ Fuß. Das Instrment müßte also einige dreißig Fuß lang sein. Ein Wasserbarometer würde aus mehr als einer Ursache ein sehr bequemes Instrument sein, aber es ist an sich wichtig zu wissen, eine wie hohe Wassersäule durch den Druck der Luft getragen werden kann. Unter andern liegt hierin der Grund, warum die Saugröhren bei allen Arten von Wasserpumpen keine dreißig Fuß lang sein dürfen.

§. 8. Bei sehr genauen Barometerbeobachtungen ist eine kleine Correction wegen der Wärme nöthig. Denn da die Wärme das Queckfilber ausdehnt, so ist klar, daß bei unverändertem Drucke das Barometer ein wenig steigen werde, wenn es wärmer wird. Man würde keiner Verbesserung bedürfen, wenn es möglich wäre, das Queckfilber immer in einer und derselben Temperatur, z. B. auf 0°, zu erhalten. Da dies aber nicht möglich ist, so muß man die jedesmalige Länge der Queckfilbersäule im Barometer auf eine bestimmte Temperatur durch Rechnung reduciren. Hiezu wählt man am bequemsten die Temperatur 0°. Nach de Luc's Beobachtungen dehnt sich eine Queckfilbersäule, die 27 Zoll lang ist, genau um $\frac{1}{2}$ Zoll aus, wenn sie von 0° bis 80° De Luc erhitzt wird; oder theilt man jeden Zoll in 160 Theile, so hält die 27zöllige Säule 4320 solcher Theile, nnd dehnt sich von der Frostkälte bis zur Siedhitze um 80 solcher Theile aus; d. h. für jeden Thermometergrad dehnt sie sich um $\frac{1}{4320}$ derjenigen Länge aus, welche die Säule bei 0° haben würde. Um also eine Barometerhöhe auf die Temperatur 0° zu reduciren, kann man für jeden Grad über Null $\frac{1}{4320}$ der ganzen Länge subtrahiren, für jeden Grad unter Null eben so viel addiren. Die Regel ist nicht ganz genau, aber fast

in jedem Falle hinreichend. Um die Temperatur des Queckſilbers ſo genau wie möglich zu haben, wird daher bei genauen Heberbarometern ein eigenes Corrections-Thermometer auf demſelben Brette befeſtigt.

Anm. Eigentlich ſollte, wenn die Temperatur des Queckſilbers t Grad über Null iſt, nicht der 4320ſte, ſondern der (4320 + t)te Theil der Länge ſubtrahirt, und wenn die Temperatur t Grad unter Null iſt, der (4320 — t)te Theil addirt werden. Nach Lavoiſier und La Place würde 4330 ſtatt 4320 der Wahrheit näher kommen.

Man vergleiche übrigens Gehler I. 260. Fiſcher I. 274.

§. 9. So veränderlich übrigens die einzelnen Barometerſtände an jedem Orte ſind, ſo hat doch die Erfahrung gelehrt, daß der jährliche mittlere Barometerſtand an jedem Orte von einer ſehr beſtändigen Größe iſt. Da nun alle Bewegungen der Luft im Grunde nichts anders ſind als Beſtrebungen, das geſtörte Gleichgewicht wieder herzuſtellen, ſo muß ſich der mittlere Barometerſtand demjenigen, welchen das Barometer bei völligem Gleichgewicht des Luftkreiſes haben würde, deſto mehr nähern, je länger der Zeitraum und die Anzahl der Beobachtungen iſt, aus denen man den mittleren Stand berechnet. Dieſer mittlere Barometerſtand, verbunden mit dem mittleren Thermometerſtande, iſt ein ſehr ſicheres Mittel, die Höhe eines Orts über der Fläche des nähſten Meeres zu beſtimmen, daher iſt zu wünſchen, daß die Naturforſcher an recht vielen Orten die mittleren Stände beider Inſtrumente recht ſorgfältig zu beſtimmen ſuchen.

Man hat beobachtet, daß in 24 Stunden ein gewiſſes zwar kleines, aber ziemlich regelmäßiges Steigen und Fallen des Barometers ſtatt finde, und daß das Queckſilber in den Morgenſtunden, im Sommer ungefähr um 8 Uhr, im Win-

ter um 9 Uhr, gewöhnlich seine mittlere Höhe für diesen Tag habe. Dieses ist also die zweckmäßigste Zeit der Beobachtung. Am Ende eines Monats muß man alle beobachtete Barometerhöhen addiren, und ihre Summe durch die Anzahl der Beobachtungen dividiren, so erhält man die mittlere Barometerhöhe für diesen Monat. Addirt man am Ende des Jahres die mittleren Barometerhöhen aller Monate, und dividirt die Summe durch 12, so erhält man die mittlere sehr beständige Höhe des ganzen Jahres.

Wie aus solchen mittleren Ständen des Barometers und Thermometers die Höhe des Beobachtungsortes bestimmt werden könne, wird in der Folge bei Erklärung der barometrischen Höhenmessungen deutlich werden.

In Berlin ist der mittlere Barometerstand 27″ 11, 8‴ Par. Maaß, der mittlere Thermometerstand 7,3° der 80theiligen Scale. Am Ufer der Nordsee soll jener 28″, 20‴, dieser 7° sein. Mehrere solche Bestimmungen sehe man in Schmidt's Handb. d. N. L. (2te Aufl. Gießen 1818.) S. 676.

§. 10. Die Luft übt vermöge der Schwere des ganzen Luftkreises einen starken Druck gegen jede Fläche aus, mit der sie in Berührung steht. Nimmt man den mittleren Stand des Barometers in niedrigen Gegenden 28 Zoll an, so ist klar, daß die Luft auf jeden Quadratzoll so stark drückt, als ob 28 Cubik-Zoll Queckſilber über derselben ständen. Nun wiegt ein Cubikzoll Queckſilber etwas mehr als ein halbes Pfund; daher kann man den Druck auf einen Quadratzoll, im Durchschnitt auf 15 Pfund, und auf einen Quadratfuß, beinahe 20 Centner setzen.

Die Größe dieses Druckes fand man anfänglich unglaublich. Besonders schien es fabelhaft, daß der menschliche Körper, wenn man seine Oberfläche zu 14 oder 15 Quadratfuß anschlägt, einem Drucke von etwa 300 Centnern ausgesetzt

sein sollte, von welchem wir doch nichts empfinden. Aber man hatte damals (und zum Theil noch jetzt) keine deutliche Vorstellung von der Spannung, in welcher sich alle körperliche Materie befindet, vermöge deren alle Ruhe, nichts als ein Gleichgewicht von Druck und Gegendruck ist. Während unseres ganzen Lebens, und selbst von dem ersten Augenblicke unserer Entstehung an, befinden wir uns, es sei mittelbar oder unmittelbar, unter diesem Drucke der Atmosphäre; aber die Elasticität der Muskeln, oder vielmehr aller Theile des menschlichen Körpers, setzt sich mit demselben ins Gleichgewicht. Nicht dieser Druck, sondern eine Wegnahme desselben, würde uns in einen widernatürlichen und furchtbar schmerzhaften Zustand versetzen. Daß dieser Druck die Bewegungen der Glieder nicht erschwert, ist eine Folge von der äußerst geringen Masse der Luft, und von der großen Beweglichkeit aller Theile derselben, zwischen denen keine bemerkbare Cohäsion statt findet. In dem Capitel, wo wir von der Luftpumpe zu reden haben, werden sich ganz directe und unzweideutige Experimentalbeweise von der Richtigkeit dieser Ansichten finden.

Neunundzwanzigstes Capitel.

Von der Expansivkraft der Luft und deren Gesetzen.

§. 1. Wir haben im vorigen Capitel gesehen, daß sich selbst die freie Luft überall schon in dem Zustande eines sehr beträchtlichen Druckes befinde. Es läßt sich aber durch mehrere sehr einfache Versuche zeigen, daß jede Vermehrung dieses Druckes die Luft in ein kleineres Volumen zusammenpreßt, jede Verminderung das Volumen vergrößert; kehrt aber der erste Druck zurück, so nimmt die Luft auch gerade wieder das erste Volumen ein. Die Luft zeigt daher bei jedem Grade einer Verdichtung oder Verdünnung, die wir hervorbringen können, ein Bestreben, sich auszudehnen, und diese Ausdehnsamkeit oder Expansivkraft ist um so

stärker, je mehr die Luft zusammengepreßt ist. In diesem Capitel ist nun zu untersuchen, nach welchem Verhältnisse sich das Volumen einer Luftmasse, oder die Dichtigkeit derselben ändere, wenn sich der Druck verändert.

Einer der einfachsten Versuche, wodurch die Ausdehnsamkeit der Luft anschaulich gemacht werden kann, ist folgender. Wenn man einen etwas geräumigen Glaskolben, der eine etwas lange und nicht allzuweite Röhre hat, mit der Öffnung der Röhre in ein etwas tiefes mit Wasser gefülltes Gefäß einsenkt, so dringt das Wasser bemerklich in die Röhre, und zwar desto mehr, je tiefer man sie einsenkt. Zieht man den Kolben zurück, so dehnt sich auch die Luft wieder bis zu ihrem ersten Volumen aus. Gießt man vor dem Versuche etwas Wasser in den Kolben, so kann man bei dem Herausziehen auch zeigen, daß ein Druck, der schwächer ist als der Druck der Atmosphäre, die gesperrte Luft auch zu einer stärkeren Verdünnung bringt, als in der freien Luft statt findet. — Ein anderer eben so einfacher Versuch kann gemacht werden, wenn man in die Öffnung eines Glasfläschchens eine enge gläserne Röhre bringt, und diese von außen rings herum mit Wachs oder Siegellack luftdicht einkittet, so kann man durch bloßes Einblasen mit dem Munde mehr Luft in das Gefäß bringen; sie fährt aber wieder heraus, sobald man ihr Freiheit läßt. Eben so kann man Luft mit dem Munde herausziehen; sie dringt aber wieder hinein, sobald die Öffnung frei ist, u. dgl. m.

Anm. Wenn man unter Elasticität nichts weiter versteht als diejenige Beschaffenheit der Körper, vermöge deren sie durch Druck verdichtet werden können, wenn aber der Druck nachläßt, ein Bestreben äußern sich wieder auszudehnen, oder umgekehrt, so kann man allerdings, wie allgemein üblich ist, die Luft elastisch nennen. Wir werden aber in diesem Capitel sehen, daß diese Elasticität bei der Luft unter ganz anderen Gesetzen steht, als bei festen und tropfbaren Körpern, und daß man daher, was von diesen gilt, nicht gerade hin auf jene anwenden könne; daß folglich das Wort elastisch leicht zu Irrungen Veranlassung geben könne.

§. 2. Alle Untersuchungen in diesem Capitel betreffen den Zusammenhang der Begriffe Druck, Expansivkraft, Barometerhöhe, Dichtigkeit, specifisches Gewicht und Volumen einer Luftmasse. Dieser Zusammenhang ist zum Theil rational, d. i. aus den Begriffen selbst unmittelbar erkennbar, zum Theil kann er nur empirisch, d. i. durch Beobachtung und Versuche erkannt werden. Unmittelbar aus den Begriffen selbst erkennbar ist.

1. Der Zusammenhang zwischen Druck- und Expansivkraft, welche im Zustande des Gleichgewichts einander gleich sind. Das Maaß beider aber ist die Höhe einer Queckfilbersäule, d. h. eine Barometerhöhe.

2. Dichtigkeit und specifisches Gewicht drücken im Grunde ebendenselben Begriff aus (VI. 3.) Das Volumen jeder körperlichen, also auch jeder luftförmigen Masse aber steht allezeit im umgekehrten Verhältnisse mit der Dichtigkeit.

Dagegen kann der Einfluß, welchen Druck oder Expansivkraft auf Dichtigkeit und Volumen, bei jedem Aggregat-Zustande haben, nur auf dem Wege der Erfahrung erkannt werden.

Das Mariottesche Gesetz.

§. 3. Die Versuche haben gelehrt, daß sich bei jedem luftförmigen Stoffe das Volumen im umgekehrten Verhältnisse mit dem Drucke verändere; vorausgesetzt, daß in der Temperatur und Mischung der Luft keine Veränderung vorgehe.

Dieses ist das eigenthümlichste Grundgesetz der Aerostatik, welches im Anfange des vorigen Jahrhunderts

entdeckt wurde, und nach einem der ersten Entdecker das Mariottesche genannt wird.

Eigentlich wurde das Gesetz zu gleicher Zeit von Mariotte in Paris, und von Robert Boyle in London, und von dessen Schüler Townley entdeckt. Daß damals die Arbeiten der französischen Naturforscher auf dem Festlande von Europa, schneller als die der englischen bekannt wurden, mag der Grund sein, warum man es allgemein nach Mariotte benannt hat.

Aus der Vergleichung von §. 2. und 3. ergiebt sich, daß Druck, Expansivkraft und Barometerhöhe auf gleiche Weise, mit der Dichtigkeit und dem specifischen Gewicht in geradem, mit dem Volumen in umgekehrtem Verhältnisse stehen. Der Experimental-Beweis ergiebt sich aus den folgenden Paragraphen.

§. 4. Die Versuche mit verdichteter Luft werden am bequemsten mit folgender Geräthschaft angestellt.

ACKB Fig. 66. sei eine heberförmig gebogene Glasröhre. Der lange Schenkel AC kann gegen 5 Fuß, der kurze KB etwa 1 Fuß lang sein. Die Weite der Röhre darf nicht wohl unter $\frac{1}{2}$ Zoll sein. Der kurze Schenkel BK muß stark von Glas, und inwendig möglichst genau cyliudrisch sein; bei dem langen Schenkel ist beides minder nothwendig. Neben jedem Schenkel befindet sich eine Scale. Die bei BK theilt den innern Raum des Cylinders in gleiche Theile. Der unterste Punkt der Scale liegt ein wenig über der Röhre CK, etwa in E; gezählt aber werden die Theile von oben herunter. Die Anzahl der Theile ist beliebig (etwa 100). Die Scale neben der langen Röhre soll nicht den innern Raum der Röhre, sondern Höhen von darin enthaltenen Queckſilbersäulen messen. Sie muß daher gleichartig mit derjenigen sein, die sich an dem daneben zu brauchenden Barometer befindet. Sie wird also in

den meisten Fällen am bequemsten Linien des alten französischen Maaßes enthalten. Es ist bequem die lange Scale beweglich zu machen, so daß ihr Nullpunkt, der unten liegt, sich von der Höhe DE bis IB verschieben läßt. Der lange Schenkel ist bei A offen, der kurze bei B luftdicht geschlossen. An dem unteren Nullpunkte der langen Scale muß ein horizontaler Zeiger befestigt sein, der bis über die kurze Röhre hinüber reicht (z. B. von D bis E, oder H bis G ꝛc.), um den Nullpunkt der langen Scale, mit jedem Theilpunkt der kurzen in gleiche Höhe bringen zu können.

Daß das Ganze auf einem Brette befestigt sein muß, bedarf keiner Erinnerung. Bei dem Gebrauche müssen beide Schenkel möglichst lothrecht hängen.

Einige technische Bemerkungen werden vielleicht denen, welche eine solche Verdichtungs-Röhre brauchen wollen, nicht unangenehm sein.

Damit der kurze Schenkel recht cylindrisch sei, ist es am besten, ihn ausschleifen zu lassen. Aus eben dem Grunde ist es besser, ihn oben gerade abschneiden, und einen Deckel von Messing aufkitten zu lassen, als ihn zuzuschmelzen. Durch des Deckels Mitte geht eine kurze Schraube von feinem Gewinde. Unter dem breiten Kopfe derselben liegt ein Ring von Leder, der in Fett getränkt ist, um die Schraube luftdicht und recht fest aufschrauben zu können. Ist die Öffnung luftdicht geschlossen, so muß die Schraube nicht in den innern Raum, sondern nur bis zu der innern Fläche des Deckels reichen.

Der wagrechte Theil der Röhre besteht besser aus Stahl als aus Glas. An beiden Seiten hat er zwei kurze aufwärts gebogene Arme, in welche die Glasröhren eingekittet werden. An der vordern Seite der stählernen Röhre lasse man eine kurze Ausfluß-Röhre befestigen, die man vermittelst eines sorgfältig gearbeiteten Hahns von Stahl, allenfalls auch vermittelst eines sehr genau eingeriebenen Stöpsels, öffnen und schließen kann.

Der lange Schenkel kann allenfalls aus zwei Röhren zusammengesetzt sein, wenn diese vermittelst einer Fassung von Messing verbunden sind.

§. 5. Die Versuche mache man auf folgende Art. Wir wollen annehmen, der kurze Schenkel lasse sich bei B nicht öffnen, so fülle man bei A sehr langsam Queckſilber ein, so lange bis es im kurzen Schenkel genau bei dem untersten Punkte der Scale E, oder wenigstens genau bei einem andern Theilstriche steht. Man begreift leicht, daß unter den gemachten Voraussetzungen die Luft in dem kurzen Schenkel schon etwas zusammengesetzt ist. Die Scale dieses Schenkels giebt dann ein Maaß des Volumens, welches die Luft jetzt einnimmt. Dieses Maaß heiße V. Den Druck, durch welchen sie in diesem Volumen erhalten wird, zeigt der andere Schenkel. Ist ED wagerecht gezogen, und steht das Queckſilber im langen Schenkel bis L, so steht die eingeschlossene Luft im Gleichgewicht 1) mit der kleinen Queckſilbersäule DL, deren Höhe wir b nennen wollen, 2) mit dem Druck, den die äußere Luft bei L auf das Queckſilber ausübt, d. h. mit der zeitigen Barometerhöhe, welche B heiße; also gehören zusammen

das Volumen V, und der Druck $B + b$.

Man fülle nun mehr Queckſilber in den langen Schenkel, so wird dadurch die Luft in einen noch kleineren Raum, etwa bis G, zusammengepreßt. Das nunmehrige Volumen der Luft heiße V^1. In dem langen Schenkel stehe das Queckſilber bis F; zieht man nun GH horizontal, und setzt $HF = b^1$, so steht die gesperrte Luft im Gleichgewicht mit dem Druck $B + b^1$. Also gehören zusammen

das Volumen V^1, und der Druck $B + b^1$.

Bildet man nun folgende Proportionen

$$B+b^1 : B+b = V : V^1$$

und berechnet aus den drei ersten Gliedern das vierte, so findet man den berechneten Werth von V^1 von dem am Instrumente beobachteten desto weniger verschieden, je sorgfältiger der Versuch gemacht ist; d. h. es ergiebt sich aus den Versuchen, daß sich der Druck verkehrt wie das Volumen verhält.

Anm. 1. Die bei dem vorigen §. beschriebene Einrichtung der Verdichtungs-Röhre, gewährt bei den Versuchen mehrere Bequemlichkeiten. Ehe man Queckſilber einfüllt, öffnet man B. Dann füllt man so viel Queckſilber ein, daß es ein wenig über E steht. Durch die zwischen C und K befindliche Ausfluß-Röhre kann man nun so viel abfließen lassen, daß es im kurzen Schenkel genau bei E, im langen bei D steht. Dann gehört zu dem Volumen V, geradezu der Druck B, und die eingeschlossene Luft ist in jeder Beziehung der äußeren Luft gleich. Erst jetzt schließe man B, und fülle etwas mehr Queckſilber in den langen Schenkel. Wenn alles in Ruhe ist, so beobachtet man den Stand des Queckſilbers in beiden Schenkeln, und findet ein verkleinertes Volumen V^1, und den dazu gehörigen Druck $B+b^1$. Füllt man nun noch etwas Queckſilber ein, so findet man ein drittes Volumen V^{11}, und den dazu gehörigen Druck $B+b^{11}$. Man kann auf diese Art eine Folge von Versuchen machen, bis man die Luft im kurzen Schenkel auf $\frac{1}{2}$, oder $\frac{2}{3}$ des anfänglichen Raumes zusammengepreßt hat. Noch weiter zu gehen ist nicht sicher, wofern nicht das Glas der Röhren sehr stark ist.

Hat man aber zwischen C und K eine Ausfluß-Röhre, so kann man mit der ersten Reihe von Versuchen, unmittelbar eine zweite verbinden. Man läßt einiges Queckſilber abfließen, und bemerkt nun Volumen und Druck. Dann läßt man mehr ausfließen, und beobachtet wieder Volumen und Druck; und dieses setzt man so lange fort, bis das Queckſilber wieder bei E steht.

Zwei solche Reihen von Versuchen dienen eine der anderen zur Controlle.

2. Kann man bei B beliebig öffnen und schließen, so kann man auch andere als atmosphärische Luft in den Schenkel BK bringen.

3. Außer der genauen Construction und Beobachtuug des Instruments, ist noch mancherlei Vorsicht bei den Versuchen zu beobachten.

Im Abschnitt von der Wärme ist schon (XVII. Anm. z. §. 3.) erwähnt worden, daß durch die Wärme die Expansivkraft der Luft verstärkt wird, und XVII. 7, daß das Zusammenpressen der Luft Wärme erzeugt. Es ist daher nicht leicht eine Veränderung in der Temperatur der gesperrten Luft zu vermeiden, wodurch aber allezeit die Beobachtung ungenau wird, weil hier lediglich der Einfluß des Druckes auf das Volumen untersucht werden soll. Diese Veränderung in der Temperatur läßt sich überdieß nicht beobachten. Man muß daher der verdichteten Luft immer Zeit lassen, sich erst wieder in das Gleichgewicht der Temperatur zu setzen, ehe man Volumen und Druck beobachtet. Auch in der Temperatur der äußeren Luft darf keine Veränderung vorgehen.

Enthält die eingeschlossene Luft viel Wasserdunst, so werden wir in dem Capitel von der Verdunstung sehen, daß durch das Zusamwendrücken ein Theil desselben bestimmt werden kann, sich in der Gestalt von Dampfbläschen auszuscheiden, wodurch die eigentlich luftförmige Masse vermindert, und selbst ihre Mischung verändert wird. Man muß daher möglichst trockene Luft in die Röhre BK zu bringen suchen.

4. Sehr starke Zusammenpressungen lassen sich zwar vermittelst dieser Geräthschaft nicht hervorbringen; aber man hat sich gelegentlich bei anderen Versuchen überzeugt, daß das Mariottesche Gesetz auch bei sehr beträchtlichen Zusammenpressungen sich bestätigt.

§. 6. Wegen der Wichtigkeit des Mariotteschen Gesetzes hat man auch eine Verdünnungs-Geräthschaft erdacht. Sie ist von folgender sehr einfachen Einrichtung.

CDEF Fig. 67. ist ein wenigstens ein Paar Zoll weites, und 2 bis $2\frac{1}{2}$ Fuß tiefes Gefäß, welches bis GL

mit Queckſilber gefüllt iſt. AB iſt eine möglichſt weite Barometer-Röhre, die bei A geſchloſſen, bei B offen iſt.

Füllt man dieſe Röhre ſo weit mit Queckſilber, daß nur ein kleiner Theil derſelben leer bleibt, und ſetzt man ſie danu umgekehrt in das Gefäß CDEF, ſo kann man ſie ſo tief hinabdrücken, daß das Queckſilber außen und inwendig gleich hoch ſteht. Dann hat die oben in der Röhre geſperrte Luft, gleiche Expanſivkraft mit der äußeren Luft, deren Maaß die zeitige Barometerhöhe B iſt. Iſt nun die Röhre beſonders in ihren oberen Theilen ganz cylindriſch, ſo kann man den Raum der geſperrten Luft meſſen, welcher V heiße. Es gehört alſo zuſammen

der Druck B; und das Volumen V.

Man ziehe nun die Barometerröhre in die Höhe, etwa in die Lage HI, ſo ſteigt das Queckſilber in der Röhre; wir wollen annehmen bis K. Die Luft nimmt alſo jetzt den Raum HK ein, welchen wir V^1 ſetzen wollen. Die Expanſivkraft dieſer Luft läßt ſich aber auf folgende Art finden. In der ganzen Ebene GL iſt gleicher Druck $=$ B. Innerhalb der Röhre aber wird der bei L vorhandene Druck durch zwei Kräfte hervorgebracht: 1) durch die Queckſilberſäule KL, welche wir b^1 nennen wollen, 2) durch die Expanſivkraft der geſperrten Luft, welche wir x nennen wollen. Es iſt alſo $B = b^1 + x$, alſo $x = B - b^1$. Es gehören alſo zuſammen

der Druck $B - b^1$; und das Volumen V^1.

Bildet man nun wieder die Proportion:

$$B - b^1 : B = V : V^1$$

und berechnet zu den drei erſten Gliedern das vierte, ſo wird das berechnete V^1 von dem gemeſſenen auch hier deſto weniger abweichen, je ſorgfältiger man beobachtet hat.

Anm. 1. Auch hier läßt sich bei dem Heben und Senken der Barometer-Röhre eine doppelte Reihe von Versuchen anstellen, die einander controlliren.

2. Wenn man, anstatt die Röhre bei A zuzuschmelzen, einen gut gearbeiteten Hahn (der nicht nothwendig von Stahl sein muß) ankittet, so gewährt dieses Bequemlichkeiten. Um die Röhre zu füllen, braucht man sie nicht herauszunehmen, sondern man öffnet den Hahn, und nachdem man sie so tief als man für gut findet, eingetaucht hat, so kann man die Versuche, wie im §. beschrieben worden, machen; nur muß der Hahn vollkommen luftdicht schließen. Auch kann man durch den Hahn andere als atmosphärische Luft in die Röhre bringen.

3. Die Röhre muß eigentlich eine doppelte Scale haben; nämlich die eine von oben herab, um den innern Raum in gleiche Theile zu theilen; die andere gleichartig mit dem Barometer, um die Höhe der Queckſilberſäulen, wie KL, zu messen. Die Verfertigung dieser Scalen ist nicht ohne Schwierigkeit. Da man Barometer-Röhren selten in beträchtlicher Länge cylindrisch findet, so ist es rathsam, ein sehr kleines Gefäßchen von Glas genau mit Queckſilber zu füllen, und mehrmals in die innere umgekehrte Röhre zu tragen, und wie hoch das Queckſilber jedesmal steht, außen an der Röhre mit einem feinen Feilstriche zu bemerken. Es ist hinreichend, diese Theilung nur bis zur Hälfte der Röhre fortzusetzen. Man muß dann die geöffnete Röhre jedesmal genau bis zu einem dieser Striche eintauchen. Was aber die Scale für die Queckſilberhöhen betrifft, so läßt sie sich nicht wohl anders, als an einem schmalen an der Röhre angeklebten Papierstreifen anbringen. Besser würde es freilich sein, sie in das Glas der Röhre einzuätzen.

4. Die Vorsichtsregeln in Betreff der Temperatur und Mischung (Anm. 3. zum vor. §) sind auch hier zu beobachten. Denn Verdünnung der Luft erzeugt Kälte; und wenn sich Dampfbläschen in der gesperrten Luft befinden, so können sie durch die Verdünnung in den ausdehnsamen Zustand übergehen, also die eigentlich luftförmige Masse vermehren.

5. Mit verdünnter Luft lassen sich die Versuche viel weiter treiben, als mit verdichteter, und das Mariottesche Gesetz hat sich bis jetzt bei allen beobachteten Verdünnuugen vollkommen bestätiget.

Allgemeine Bemerkungen über das Mariottesche Gesetz.

§. 7. Alle bisher angestellten Versuche, und die Ergebnisse der sehr häufigen und mannigfaltigen Anwendungen des Mariotteschen Gesetzes beweisen auf eine vollkommen befriedigende Weise die Allgemeingültigkeit desselben, unter allen Umständen, welche bei unsern Versuchen vorkommen, wofern nur, wie schon im 3ten §. ausgesprochen worden, keine Veränderung in der Temperatur und Mischung einer Luftmasse vorgehet.

Bei der Frage nach der Allgemeingültigkeit eines wichtigen Naturgesetzes kann man die Beantwortung aus zwei Quellen zu schöpfen versuchen: aus der Erfahrung und aus Begriffen.

Die erste giebt jederzeit ihre Antwort, mit der Einschränkung: so weit die bisherigen Versuche reichen. Außerhalb dieser Gränzen kann sich nur Wahrscheinlichkeit geben, aber innerhalb derselben ist die Antwort völlig zuverlässig, und kann daher als sichere Grundlage zu weiteren Forschungen dienen.

Dagegen ist eine aus bloßen Begriffen durch Schlüsse abgeleitete Antwort, gar nicht nothwendig an diese Gränzen gebunden, und kann also über die Gränzen der Erfahrung hinaus reichen. Aber sie ist mit einer inneren Unsicherheit behaftet, welche daher rührt, daß wir bei empirischen Begriffen, selten oder nie die volle Überzeugung haben können, sie vollständig richtig und scharf aufgefaßt zu haben. So kann weder der Atomist, der die Materie aus unheilbaren Körperchen zusammensetzt, noch der Dynamiker, der eine stätige Raumesfüllung annimmt, die absolute Überzeugung der Richtigkeit seines Begriffes von der Materie haben. Und da die Entscheidungen beider oft einander widersprechen, so kann keine auf absolute Anerkennung Anspruch machen. Es giebt nur einen Weg, auf welchem eine solche Entscheidung mit der Zeit den Charakter der Gewißheit erhalten kann; wenn nämlich alle durch genaue Schlüsse

abgeleitete Folgerungen, aufs genaueste und ohne Ausnahme mit der Erfahrung zusammentreffen. Und so bleibt Erfahrung immer das, was der Wissenschaft allein Haltbarkeit verschaffen kann.

Übrigens kann man in mehr als einer Beziehung, nach der Allgemeingültigkeit des Mariotteschen Gesetzes fragen.

1. Ist es unter allen denkbaren Graden der Verdichtung und Verdünnung gültig? Der Atomist leugnet, der Dynamiker bejahet es. Die einzige Beschränkung, welche die Erfahrung giebt, ist, daß es gültig zu sein aufhört, sobald eine ausdehnsame Flüssigkeit in den tropfbaren Zustand übergeht, worüber das Nähere im 33sten Cap. vorkommen wird.

2. Man kann ferner fragen: ob es unter allen Graden der Hitze und Kälte gültig bleibe? Das folgende Capitel wird zeigen, daß es gültig sei, so weit nur die Erfahrungen reichen, und höhst wahrscheinlich auch außer diesen Gränzen, wofern nicht eine Änderung des Aggregat-Zustandes eintritt.

3. Endlich kann man fragen: ob es auf alle ausdehnsame Flüssigkeiten anwendbar sei? Obgleich wenig directe Versuche zur Entscheidung dieser Frage angestellt sind, so kann es doch keinem Zweifel unterliegen, daß man vollkommen berechtigt sei, es auf jede ausdehnsame Flüssigkeit anzuwenden, sie sei eine beständige Luftart oder ein Dunst; so lange nur keine Veränderung in dem Aggregatzustande eintritt. Denn da nun seit einem halben Jahrhundert unzählige Versuche mit Luft- und Dunst-Arten angestellt sind, und zwar immer unter Voraussetzung der Allgemeingültigkeit dieses Gesetzes, so könnten sich Abweichungen der Beobachtung nicht entzogen haben. Auch hierüber wird manches Bestätigende in der Folge vorkommen. Aber entschieden nicht anwendbar ist das Gesetz zur Vergleichung der Dichtigkeit zweier in ihrer chemischen Mischung verschiedenen luftförmigen Flüssigkeiten, worüber das Nähere in der Aerostatik (Cap. 32.) vorkommen wird.

§. 8. Ob man gleich nicht nur bei luftförmigen, sondern auch bei trofbaren und festen Körpern, das Dasein und die Wirksamkeit einer Expansivkraft einräumen

muß, so geht doch aus dem Inhalt dieses Capitels deutlich hervor, daß die Wirkungen dieser Kraft in den verschiedenen Aggregat-Zuständen nicht unter denselben Gesetzen stehen. Denn wer könnte behaupten, daß bei festen und tropfbaren Körpern die Dichtigkeit in gleichem Verhältniß mit dem Drucke stehe? Will man daher die Wirkungen dieser Kraft Elasticität nennen, so ist wenigstens klar, daß Elasticität in jedem Aggregatzustande, unter eigenthümlichen, nur durch Beobachtung erkennbaren Gesetzen stehe.

Zwar kann man das Gesetz, welches oben (VIII. 11.) für die Elasticität fester Körper angegeben worden, als ein allgemeines, auch auf Luft anwendbares betrachten. Aber es ist auch klar, daß man ihm nur eine annähernde Richtigkeit beilegen kann, nämlich so fern die Zunahmen des Druckes in Vergleichung mit dem ganzen vorhandenen Drucke sehr klein sind: aber unstreitig sind die kleinen Raumveränderungen, welche durch vermehrten oder verminderten Druck hervorgebracht werden, in jedem Aggregat-Zustande andere Functionen des Druckes. Bildet man also nach diesem Gesetze Differential-Gleichungen, so können diese ihre Anwendung finden, so fern man die Differentiale nur als Bezeichnung sehr kleiner Größen ansieht; aber ein Integral, welches man aus einer solchen Gleichung ableitet, dürfte immer noch eines besonderen Beweises seiner Gültigkeit bedürfen.

Vermischte Versuche.

§. 9. Zum Beschluß dieses Capitels fügen wir noch einige Erscheinungen hinzu, deren Erklärung von dem Drucke und der Ausdehnsamkeit der Luft abhängt.

1. Die Saugröhre einer Wasserpumpe muß unter 30 Fuß lang sein, weil der Druck der Luft das Wasser nicht höher treiben kann (XXVIII. 7.).

2. Ein cylindrisches Glas, welches nicht weiter ist, als daß man seine Öffnung mit der flachen Hand bedecken kann,

fülle man mit Wasser bis zum Überlaufen, dann lege man ein Blatt Papier darauf, drücke dieses mit der Hand an, und kehre dann das Glas behutsam um, so daß das Papier unten kommt, so läuft kein Wasser aus, wenn man die Hand wegzieht, weil der Druck der Luft eine viel höhere Wassersäule tragen kann.

3. Hieraus erklärt sich die Wirkung des Stechhebers. So nennt man eine etwas weite, einige Zoll lange Glasröhre, welche oben eine Öffnung von solcher Größe hat, daß man sie bequem durch einen Druck des Fingers schließen und öffnen kann, unten aber sich in eine feine Spitze endigt. Steckt man einen solchen Stechheber, wenn er oben offen ist, in ein Gefäß mit Flüssigkeit, (z. B. in das Spundloch eines gefüllten Fasses), so füllt sich der Heber von unten bis zu der Höhe der äußeren Flüssigkeit. Schließt man dann die obere Öffnung und zieht den Heber heraus, so fließen nur wenige Tropfen aus, der größte Theil der Flüssigkeit aber bleibt darin hangen. Öffnet man oben, so fließt die Flüssigkeit aus, schließt man, so steht sie wieder still.

Die Erklärung hat keine Schwierigkeit. An der unteren Öffnung drückt die äußere Luft aufwärts mit einer Kraft, die eine über 30 Fuß hohe Wassersäule zu tragen vermögend ist. Im Heber selbst aber drückt erstlich das Gewicht der Flüssigkeit, zweitens die über derselben befindliche Luft. Diese drückt anfänglich eben so stark, als die äußere Luft. Daher ist anfänglich der innere Druck stärker, als der äußere Gegendruck. Deswegen muß beim Aufziehen des oben geschlossenen Hebers etwas Flüssigkeit ausfließen. Hiedurch wird die innere Luft genöthigt, sich auszudehnen, wodurch ihre Ausdehnsamkeit und Druck geschwächt wird. Und sobald dieser so weit geschwächt ist, daß der innere Druck der Luft, nebst dem Drucke der Flüssigkeit, dem Drucke der äußeren Luft gleich ist, so ist Gleichgewicht der Kräfte da, und die Kraft, mit der die Theilchen der Flüssigkeit in der convexen Oberfläche, die sich an der unteren Mündung des Hebers bildet, zusammenhangen, verrichtet hier denselben Dienst, den im vorigen Versuche das aufgelegte Papier leistete. (Man vergl. XXV. 3.)

4. Eine gebogene Glasröhre, wie ABC Fig. 69. nennt man schlechthin einen Heber. In der äußeren Gestalt ist viel

Willkührliches. Am gewöhnlichsten setzt man ihn aus zwei geraden blechernen, rechtwinklig zusammengelötheten Röhren zusammen, von denen die eine 3 bis 4 Fuß, die andere 1 bis 1½ Fuß lang ist. Das wesentlichste bei der Gestalt ist, daß der eine Schenkel BC länger ist, als der andere.

Der Gebrauch des Hebers besteht darin, daß man den kürzeren Schenkel BA in ein mit Flüssigkeit gefülltes Gefäß DEF setzt, alsdann aus der unteren Öffnung C mit dem Munde Luft aussaugt, wodurch Expansivkraft und Druck der inneren Luft vermindert wird. Da nunmehr bei G in der Röhre die Oberfläche der Flüssigkeit weniger gedrückt wird, als außer der Röhre, so muß sie inwendig steigen, und der Heber sich bald ganz mit der Flüssigkeit füllen. Läßt man nun den Ausfluß bei C frei, so fließt die Flüssigkeit ununterbrochen durch den Heber ab, und dieses so lange, als die Öffnung A, welche höher liegen muß als C, noch unter Wasser ist.

Der Grund, warum der Heber fortlaufend fließt, also das Wasser von G bis B aufwärts steigt, läßt sich durch folgende Betrachtung deutlich machen. Denkt man sich zuerst den Heber zwar gefüllt, aber bei C geschlossen, so drückt zwar das Wasser durch seine Schwere von B aus in beiden Schenkeln abwärts, aber wirklich sinken kann es nicht. Im langen Schenkel wird es durch die verschlossene Öffnung gehindert. Sollte es aber im kurzen sinken, so entstände bei B ein luftleerer Raum, und der Druck der Luft auf die äußere Wasserfläche DE ist mehr als hinreichend, eine Wassersäule von der Höhe EB zu tragen. Durch diesen Druck der Luft wird also das Wasser beider Schenkel bei B mit einer sehr beträchtlichen Kraft zusammengepreßt, die weit größer ist als das Gewicht des Wassers in dem kurzen Schenkel BG. Öffnet man nun den Heber bei C, so lassen sich die bewegenden Kräfte, welche bei G und C thätig sind, leicht vergleichen. Bei G wird das Wasser im Heber 1) abwärts getrieben durch das Gewicht des in BG enthaltenen Wassers, 2) aufwärts durch den Druck der Luft auf die äußere Fläche des Wassers DE, welcher ungefähr dem Gewichte einer 32 Fuß hohen Wassersäule gleich ist. Bei C wird das Wasser 3) abwärts getrieben durch die Schwere des im langen Schenkel BC enthaltenen Wassers, 4) aufwärts dnrch den

Gegendruck der äußeren Luft. Die Kräfte Nr. 2. und 4. sind gleich, wirken aber in der Röhre beide einander entgegen, so daß sie nichts weiter thun, als daß sie das in der Röhre enthaltene Wasser zusammenpressen, und dadurch seine Trennung bei B hindern. Was aber die Kräfte Nr. 1. und 3. betrifft, so hat die letztere, wegen der größeren Länge des Schenkels BC das Übergewicht, und es muß also nothwendig eine Bewegung des Wassers nach C hin entstehen, welche nicht aufhören kann, so lange noch die Wasserfläche DE höher liegt, als C. Befände sich die freie Mündung des Hebers nicht bei C, sondern etwa bei H, so würde zwar der Heber anfänglich auch fließen, sobald aber das Wasser im Gefäße bis zu gleicher Tiefe mit H gesunken wäre, würde der Heber aufhören zu fließen, und das übrige Wasser desselben würde ins Gefäß zurückfließen.

Könnte man den Druck der Luft auf DE und bei C gänzlich vernichten, so wäre keine Kraft vorhanden, welche das Wasser in der Röhre zusammendrückte. Dann würde sich das Wasser bei B theilen, und in beiden Schenkeln herabfließen.

5. Auch gehören hieher der Heronsball, der Heronsbrunnen, und viele andere hydraulisch pneumatische Maschinen. Am auffallendsten zeigt sich die Expansivkraft einer stark zusammengepreßten Luft bei der Windbüchse. Das Nähere über alle diese Gegenstände ist in den physicalischen Wörterbüchern nachzusehen. Hieher gehörige physicalische Spielwerke sind die Feuer-Fontaine, die Cartesianischen Taucher, der sogenannte Blutumlauf, und der unterbrochene Heber.

Dreißigstes Capitel.

Von dem Einfluß der Wärme auf die Luft, und von dem wahren Maaß der Wärme.

§. 1. Zu einer genauen und wissenschaftlichen Bestimmung des Einflusses, welchen die Wärme auf luftförmige Flüssigkeiten hat, bedürfen wir eines Grundsatzes. Dieser liegt in der Behauptung, welche schon

Lambert in seiner Pyrometrie (Berlin 1779.) durchgeführt hat, (den aber, wie es dem Verfasser scheint, die Naturforscher noch immer nicht genugsam beachten):

daß die Erhöhung der Expansivkraft einer absolut gesperrten Luftmasse durch die Wärme, das einzige wahre Maaß der Wärme ist.

Von der Richtigkeit dieses Grundsatzes überzeugt man sich leicht, wenn man erwägt: 1) daß diese Erhöhung der Expansivkraft eine reine Wirkung der Wärme ist; 2) daß wir keine Kraft an sich messen können, sondern nur ihre Wirkung, und daß wir diese der Kraft proportional setzen müssen. (Man vergl. V. 5.)

Dieser Grundsatz ist um so wichtiger, da eine gesperrte beharrliche Luftmasse durch alle in unserer Gewalt stehende Veränderungen der Temperatur in keiner anderen Rücksicht, als in Ansehung der Expansivkraft eine Veränderung leidet, welche daher ein völlig gleichförmiges Maaß der Wärme gewährt.

Bei festen und tropfbaren Körpern wirkt der ausdehnenden Kraft der Wärme viel weniger der äußere meßbare Druck, als innere Cohäsionskräfte, deren Gesetze wir nur unvollständig kennen, und bei Flüssigkeiten auch die Schwere, entgegen. Daher ist die durch die Wärme bewirkte Ausdehnung ein zusammengesetztes Ergebniß mehrerer Kräfte. Bei einer Luftmasse wirkt der Wärme nichts, als äußerer Druck entgegen.

§. 2. Drücken wir also das wahre Verhältniß zweier Wärmegrade durch c : C aus, und stellen uns eine absolut gesperrte Luftmasse vor, welche bei der Temperatur c, die (durch eine Queckſilbersäule oder Barometerhöhe meßbare) Expansivkraft b hat, durch Erhöhung der Temperatur von c zu C aber die Expansivkraft B erhält, so verhält sich

$$c : C = b : B.$$

Es ist also durch das Verhältniß der Expansivkraft auch das Verhältniß der wahren Wärme gegeben.

Der Satz ist eine unmittelbare Folge aus dem Grundsatze §. 1, und bedarf daher keines Beweises.

Anm. Eine absolute Sperrung einer Luftmasse giebt es nicht. Da indessen die meisten festen Körper durch die Wärme nur sehr wenig ausgedehnt werden, so kann in Fällen, wo es nicht auf die höhste Genauigkeit ankommt, eine völlige Sperrung durch feste Wände auch als eine absolute betrachtet werden. Finden aber meßbare Veränderungen des Volumens statt, so werden die folgenden §§. zeigen, wie sie in Rechnung zu bringen sind.

§. 3. Es sei wieder c : C das Verhältniß zweier Wärmegrade. Eine Luftmasse habe bei der Temperatur c das Volumen v, könne aber bei Verstärkung ihrer Expansivkraft durch die Wärme sich frei ausdehnen, so daß sie ihre anfängliche Expansivkraft b unverändert beibehält, aber durch die Temperatur C, in das Volumen V ausgedehnt wird, so verhält sich

$$c : C = v : V.$$

Also ist nun das Verhältniß der wahren Wärme durch das Verhältniß der Räume v und V gegeben.

Dieser Satz folgt aus dem vorigen §. in Verbindung mit dem Mariotteschen Gesetz. Man stelle sich vor, das Volumen v der betrachteten Luftmasse werde zuerst bei ungeänderter Temperatur c, bloß dadurch in das Volumen V ausgedehnt, daß der Druck, unter dem sie steht, in einem gewissen Verhältnisse $b : \beta$ vermiudert wird, so ist nach dem Mariotteschen Gesetze

$$v : V = \beta : b.$$

Jetzt denke man sich die Luftmasse in dem Raume V vollkommen gesperrt, und erhöhe ihre Temperatur von c auf C, so ist nach §. 2.

$$c : C = \beta : b.$$

Aus beiden Proportionen folgt also

$$c : C = v : V.$$

Anm. Der Satz findet seine Anwendung, 1) auf jeden erwärmten Theil der freien atmosphärischen Luft; denn sobald er erwärmt wird, dehnt er sich durch die erhöhte Kraft aus, bis sein Druck dem Gegendrucke der übrigen Luft gleich geworden ist, d. h. seine Expansivkraft bleibt unverändert. Die Bewegungen, welche ferner durch die ungleich gewordene Dichtigkeit der Luft entstehen, können diesen ersten Erfolg nicht abändern, gehören aber hier nicht zum Gegenstande der Betrachtung. 2) Er kann aber auch bei unvollkommener Sperrung auf folgende Art seine Anwendung finden. In Fig. 67. befinde sich in dem oberen Theil der in Wasser oder in Quecksilber eingesenkten Röhre AB zwischen A und G atmosphärische (oder eine andere beliebige) Luft, so ist aus der Hydrostatik bekannt, daß sie mit der äußeren Luft gleiche Expansivkraft hat, wenn die Fläche der Flüssigkeit außerhalb und in der Röhre gleich hoch steht. Man nehme nun an, daß die eingeschlossene Luft auf irgend eine Art erwärmt werde, so drückt sie durch ihre erhöhte Kraft die Flüssigkeit in der Röhre nieder. Ist sie nun durchaus gleich stark erwärmt, so ziehe man die Röhre in die Höhe, bis wieder die Flüssigkeit außen und innen gleich hoch steht; dann hat die eingeschlossene Luft wieder gleiche Expansivkraft mit der äußeren Luft; und nun verhält sich die erste Wärme c, zu der, welche man der Luft mitgetheilt hat, C, wie das Volumen v, welches sie zuerst einnahm, zu dem V, welches sie nach dem Versuche einnimmt.

§. 4. Erhöhet man in dem Verhältnisse c : C die Wärme einer Luftmasse, welche unvollständig gesperrt ist, so daß sie sich zwar ausdehnen kann, aber mit jeder Ausdehnung auch der Gegendruck der Sperrung wächst, so nimmt zugleich nicht nur das Volumen, sondern auch die Expansivkraft zu. Das Volumen verändere sich im Verhältniß v : V, die Expansivkraft im Verhältniß b : B, so verhält sich

$$c : C = vb : VB;$$

so daß durch die Verhältnisse v : V und b : B auch das Verhältniß der wahren Wärme c : C gegeben ist.

Der Beweis dieses Satzes beruhet auf §. 2. und 3. Die Luftmasse habe zuerst die Temperatur c, das Volumen v, und die Expansivkraft b. Soll sie nun durch Erhebung der Temperatur auf C, das Volumen V, und die Expansivkraft B erhalten, so sei γ eine zwischen c und C liegende Temperatur von solcher Größe, daß die Luftmasse von C bis γ erwärmt, wenn sie völlig frei wäre, sich bei gleichbleibender Expansivkraft b, im Verhältniß v : V ausdehnen würde. Dann ist nach §. 3.

$$c : \gamma = v : V.$$

Jetzt denke man sich das Volumen V völlig gesperrt, und erhitze sie von γ bis C, so muß nach der Voraussetzung die Expansivkraft aus b in B übergehen; dann hat man nach §. 2.

$$\gamma : C = b : B.$$

Setzt man diese beiden Proportionen zusammen, so ergiebt sich

$$c : C = bv : BV.$$

Anm. Daß dieser Satz die beiden vorhergehenden einschließe, bedarf wohl keiner Erinnerung. Es ist übrigens aus der vorgetragenen Theorie klar, daß das Verhältniß wahrer Wärmen jederzeit durch den Einfluß, den sie auf eine Luftmasse ausüben, bestimmbar sei, da Volumen und Expansivkraft meßbare Größen sind. Es kommt also nur darauf an, brauchbare Geräthschaften auszudenken, wodurch die durch Wärme bewirkten Veränderungen des Volumens und der Expansivkraft möglichst genau bestimmt werden können. Das wichtigste hiezu dienende Werkzeug ist das Luft-Thermometer.

Von dem Luft-Thermometer.

§. 5. Das erste schon im Anfange des 17ten Jahrhunderts erfundene Drebbelsche Thermometer (XVII. 4.) war ein Luft-Thermometer. Aber bei dem damals noch sehr unvollkommenen Zustande der Wissenschaft war es nicht möglich, ihm eine zweckmäßige Einrichtung zu geben.

Ein französischer Naturforscher Amontons war der erste, der dem Instrumente im Anfange des vorigen Jahrhunderts eine wissenschaftliche Einrichtung gab, und dadurch den Grund zu einer genauen Ausmessung der Wärme legte. Sein Thermometer unterscheidet sich in der äußeren Gestalt von einem Phiolen-Barometer (Fig. 64.) nur dadurch, daß die Phiole oder das Gefäß geschlossen, die Röhre aber offen ist. Von dieser Einrichtung sei die Röhre ABC Fig. 68. Durch die Öffnung A sei Queckfilber eingefüllt, welches die Kugel C etwa zur Hälfte fülle, in der Röhre aber bis D stehe. Zieht man nun durch die Oberfläche des Queckfilbers in C die Linie HE wagrecht, und nennt die zeitige Barometerhöhe B, die Höhe des Queckfilbers DE aber Q, so ist die Expansivkraft der in C gesperrten Luft $= B + Q$. Ist nun der Durchmesser der Kugel vielmal (20 oder mehrmal) größer als der Durchmesser der Röhre, so kann man das Volumen der in C gesperrten Luft, ohne erheblichen Fehler als beständig betrachten, dann ist (nach §. 2.) $B + Q$ der wahren Wärme proportional.

Man erhält auf diese Art allerdings ein genaues Maaß der Wärme, nur ist leicht einzusehen, daß bei dieser Einrichtung das Queckfilber in der Röhre bei gleicher Temperatur nicht immer gleich hoch stehen wird, da nach dem vorigen Capitel B veränderlich ist. Dieses hindert indessen die Messung der Wärme nicht, weil $B + Q$ bei derselben Temperatur unveränderlich sein wird. Man wird bloß der Röhre keine thermometrische Scale geben können, sondern die Scale muß gleichartig mit der des Barometers sein, welches jederzeit zugleich mit dem Luft-Thermometer beobachtet werden muß.

Senkt man aber das Instrument zuerst in schmelzendes Eis und dann in siedendes Wasser, und zwar, wo möglich, jedesmal bis zur Oberfläche des Queckſilbers in der Röhre, und bestimmt für diese beiden Temperaturen die Werthe von B + Q, so erhält man das wahre Verhältniß der Wärme bei der Temperatur des Frostpunktes zu der des Siedpunktes. Die Theorie war aber damals noch nicht so vollständig ausgeführt, daß Amontons alle nöthigen Verbesserungen der Resultate (wegen Ausdehnung des Queckſilbers und des Glases, wegen Ungleichheiten der Röhre, wegen der kleinen Veränderungen des Volumens der in C gesperrten Luft) gehörig hätte berücksichtigen können. Nach seinen Versuchen würde sich die Wärme des Frostpunktes zu derjenigen des Siedpunktes verhalten wie 1 : 1,417, welches aber zu viel war; daher fanden es auch andere Beobachter nach ihm immer kleiner.

Am gründlichsten hat sich Lambert in seiner Pyrometrie mit dem Luft-Thermometer beschäftigt. Nach seinen sehr sorgfältigen Versuchen ist das eben gedachte Verhältniß 1 : 1,370. Daher nimmt er zwischen dem Frost- und Sied-Punkte 370 Grade an, und giebt dem Frostpunkte die Zahl 1000, dem Siedpunkte 1370. Übrigens ist sein Thermomemeter nicht wesentlich von dem Amontonsschen verschieden.

Neuerlich hat Gay-Lussac dieses Verhältniß mit Anwendnng aller Mittel, welche die Wissenschaft und die Kunst darbieten, bestimmt, und dasselbe 1 : 1,375 gefunden, wobei wir um so mehr bleiben wollen, da es sich ganz genau durch die ganzen Zahlen 8 : 11 ausdrücken läßt, die zu Rechnungen sehr bequem sind.

Es würde nicht unmöglich sein, ein Luft-Thermometer dieser Art zu machen, welches durch die ganze Scale der Wärme vom Frostpunkte des Queckſilbers bis zum Siedpunkte desſelben brauchbar wäre; nur würde die Röhre AE eine unbequeme Länge von mindeſtens 4 Fuß erhalten.

Auch kann man es so einrichten, daß man der langen Röhre unmittelbar eine Thermometerſcale geben könnte. Zu dem Ende müßte die Röhre bei A zugeſchmolzen, und der Raum AD über dem Queckſilber, wie bei einem Barometer luftleer sein. Dann iſt geradezu ED das Maaß von der Expanſivkraft der in C geſperrten Luft, oder von der Wärme. In einem ſolchen Inſtrumente würde das Queckſilber bei gleicher Temperatur, immer gleich hoch ſtehen. Man würde daher, wie bei einem andern Thermometer, den Froſtpunkt F (Fig. 68.) und den Siedpunkt S beſtimmen können. Sieht man aber das Verhältniß 8 : 11 als genau an, ſo wäre es hinreichend, nur den Froſtpunkt F unmittelbar zu beſtimmen. Wäre dann die Kugel weit genug, um das Volumen der geſperrten Luft als beſtändig zu betrachten, ſo müßte ſich EF : ES = 8 : 11 verhalten. Man würde alſo S ohne wirklichen Verſuch finden können. Das Inſtrument würde aber bei dieſer Einrichtung eine noch unſchicklichere Länge erhalten. Sollte es nur bis zum Siedpunkte des Waſſers reichen, ſo würde man es faſt 4 Fuß lang machen müſſen, und wenn es bis zum Siedpunkte des Queckſilbers reichen ſollte, über 6 Fuß.

Will man ſich indeſſen bloß auf die Beobachtung niedriger Temperaturen beſchränken, ſo iſt es hinreichend, das Inſtrument nur ein Paar Zoll länger als ein gewöhnliches Barometer zu machen. Zu dem Ende iſt das Inſtrument zuerſt vollkommen ſo zu füllen, als ob es ein gutes Barometer werden ſollte; nur giebt man dem Gefäße die Geſtalt einer etwas großen Kugel. Iſt das Barometer fertig, ſo ſchmilzt man die Kugel zu, (am beſten bei niedrigem Barometerſtande und niedriger Temperatur). Beſtimmt man dann den Froſtpunkt F auf die gewöhnliche Art, ſo läßt ſich nach Lamberts Theorie der Punkt D finden, deſſen Temperatur dem 28ſten Grade der 80theiligen Queckſilberſcale entſpricht, wenn man D ſo nimmt, daß ſich EF : ED = 1 : 1,130 verhält. Die Länge der ganzen Röhre von E an

gerechnet, würde dann nur 33 bis 34 Zoll sein müssen. Wollte man dann die Lambertsche Scale anbringen, so müßte man FD in 13 Theile theilen, welches zehnfache Lambertsche Grade sein würden. Bei F wäre 1000, bei D 1130 zu setzen. Unter F kann man die Theilung bis zu 800 Graden fortsetzen, welches schon eine bedeutend größere Kälte, als die vom Frostpunkte des Queckſilbers ist.

Da ein Luft-Thermometer am leichtesten in dieser Art zu construiren ist, so ist dieses die gewöhnlichste Einrichtung dieser Instrumente.

Könnte man in die Kugel C eine sehr beträchtlich verdünnte Luft bringen, so würde es möglich sein, dem Instrumente bei einer ganz mäßigen Größe die ganze Wärmescale, vom Frostpunkte des Queckſilbers, bis zu dessen Siedpunkte zu geben. Aber die Ausführung hat schwer zu überwindende Schwierigkeiten.

Endlich müssen wir noch bemerken, daß es zwar die Theorie einfacher und den Vortrag faßlicher macht, wenn man dem Gefäße C die Gestalt einer geräumigen Kugel giebt. Aber genauer würde das Instrument sein, wenn man das Gefäß cylindrisch, und von viel geringerem Durchmesser, aber die Einrichtung so machte, daß man bei jeder Beobachtung das veränderliche Volumen der gesperrten Luft bestimmen, und dann nach §. 4. die wahre Wärme berechnen könnte. Wir werden aber sogleich sehen, daß das Luft-Thermometer für den gewöhnlichen Gebrauch entbehrlich ist, wenn es gleich für die Wissenschaft wichtig bleibt.

§. 6. Eine sehr verdienstliche Arbeit Lamberts ist eine sorgfältige Vergleichung des Luft-Thermometers mit andern üblichen Instrumenten. Besonders giebt er im 113ten §. seiner Pyrometrie folgende Tafel zur Vergleichung seines Luft-Thermometers mit dem Fahrenheitischen, wo wir nur zu deutlicherer Vergleichung, statt der Fahrenheitischen (180theiligen) Grade den Fundamentalabstand, wie an Lamberts Luft-Thermometer, in 370 Grade getheilt angenommen haben, und zwar so, als ob bei dem Frostpunkte des Wassers 1000, bei dem Siedpunkte 1370 stände.

	Luft-Therm.	370theiliges Queckſ. Th.
Fahrenheits künſtl. Froſtpunkt .	934	$934\frac{2}{9}$
Froſtpunkt des Waſſers . . .	1000	1000
Wärme tiefer Keller	1045	$1045\frac{2}{9}$
Wärme des Blutes	1132	$1131\frac{5}{9}$
Stockendes Wachs	1226	$1226\frac{1}{9}$
Siedpunkt eines rectif. Weingeiſtes	1294	$1293\frac{7}{18}$
— — ſchwachen —	1312	$1314\frac{1}{2}$
Siedpunkt des Waſſers . . .	1370	1370
Siedpunkt des Queckſilbers .	2168	$2167\frac{5}{9}$

Die Übereinſtimmung iſt ſo auffallend, daß man Zweifel gegen die Richtigkeit haben könnte, wenn nicht Lambert als ein Mann von der ſtrengſten Wahrheitsliebe bekannt wäre. Hiezu kommt, daß in neueren Zeiten ein eben ſo ſcharfſinniger und gewiſſenhafter Beobachter Gay Luſſac, den Gang der Luft und des Queckſilbers ganz übereinſtimmend gefunden hat.

M. ſ. Essai de phys. exp. et math. par Biot, Tom. I. Chap. IX.

§. 7. Wegen des übereinſtimmenden Ganges des Luft- und Queckſilber-Thermometers iſt jenes für den gewöhnlichen Gebrauch entbehrlich; und da es bei dem Luft-Thermometer eben ſo willkührlich iſt, wie viele Theile man dem Fundamental-Abſtande geben will, ſo kann man ihm auch jede übliche Eintheilung des Queckſilber-Thermometers geben. Nur muß man dieſe Theile anders zählen, wenn man nicht den wichtigen Vortheil aufgeben will, daß die Zahlen Verhältniſſe der wahren Wärme ausdrücken. Es müſſen nämlich bei dem Froſt- und Siedpunkte zwei Zahlen ſtehen, die ſich

wie 8 : 11 verhalten, welches in jedem Falle leicht zu erhalten ist. Wenn sich Fig. 68. EF : ES = 8 : 11 verhält, so wird sich SF : EF = 3 : 8 verhalten. Will man nun SF in n Theile theilen, so ergiebt sich die bei F zu setzende Zahl x, durch die Proportion

$$3 : 8 = n : x; \text{ also } x = \frac{8n}{3}.$$

Beobachtet man nun eine Temperatur an einem Quecksilber-Thermometer, dessen Fundamentalabstand n Theile hat, so hat man, um sie in Grade eines eben so getheilten Luft-Thermometers, d. i. in wahre Wärmegrade zu verwandeln, nichts zu thun, als zu jeder Anzeige des Thermometers die Zahl $\frac{8n}{3}$ zu addiren.

Für die gewöhnlichsten Scalen hat n folgenden Werth.

1. Für die 80theilige Scale ist $x = {}^{6}\frac{4}{3}° = 213\frac{1}{3}$.
2. Für die Fahrenheitische ist $n = 180$; also $x = 480$.
3. Für die 100theilige ist $x = {}^{8}\frac{0}{3}° = 266\frac{2}{3}$.

§. 8. Zu den merkwürdigsten neueren Entdeckungen gehört, daß zwei berühmte Physiker, Gay-Lussac in Paris, und Dalton in Manchester, zu gleicher Zeit die Entdeckung gemacht haben, daß nicht bloß die atmosphärische Luft, sondern alle Luftarten ohne Ausnahme, sich vom Frostpunkte bis zum Siedpunkte in dem Verhältniß 8 : 11 (bei gleich bleibendem Drucke) ausdehnen. Ja der erstgenannte Beobachter hat gezeigt, daß eben dieses Verhältniß auch für ausdehnsame Dünste gültig bleibe, so fern nur durch die Veränderung der Temperatnr keine Veränderung in dem Aggregat-Zustande des Dunstes vorgeht.

Diese Entdeckung beweiset unwidersprechlich, daß die Ausdehnung der Luft, bei gleichbleibendem Drucke,

oder die Veränderung ihrer Expansivkraft, bei gleichbleibendem Volumen eine ganz reine Wirkung der Wärme, und das einzige Mittel ist, ein wahres Maaß der Wärme zu erhalten.

Unter welchen Bedingungen der Aggregat-Zustand eines Dunstes ganz oder zum Theil geändert werde, wird im Capitel von der Verdunstung gezeigt werden. Übrigens vergleiche man über die im §. erwähnte Entdeckung, das bei §. 6. angeführte Capitel aus Biot's Physik.

§. 9. Aus allem bisher vorgetragenen ergiebt sich, daß man den Einfluß der Wärme auf die Expansivkraft, oder auf die Ausdehnung der Luft, vermittelst des Quecksilber-Thermometers hinlänglich genau bestimmen könne, und zwar, wenn die §. 6. mitgetheilte Tabelle nicht unwahrscheinliche Unrichtigkeiten enthält, für alle Temperaturen, von Fahrenheits künstlichem Frostpunkte bis zum Siedpunkte des Queckſilbers.

In der That ist die genaue Übereinstimmung in den beiden äußersten Gliedern der Lambertschen Tabelle auffallend, da es wohl schwerlich zu bezweifeln ist, daß alle Flüssigkeiten bei der Annäherung an ihren Siedpunkt sich in immer größerem Verhältnisse ausdehnen. (Man vergl. XVII. 12.) Es ist daher zu wünschen, daß geschickte Beobachter die Ausdehnung des Queckſilbers und der Luft, bei hohen Graden der Kälte und Hitze mit allen Hülfsmitteln, welche der gegenwärtige Zustand der Wissenschaft darbietet, aufs genaueste zu vergleichen versuchen möchten. Wahrscheinlich sind in Lamberts Tafel die beiden äußersten Punkte nicht durch Beobachtung, sondern durch Rechnung (also hypothetisch) gefunden.

Eine Idee zu Versuchen über Grade der Hitze, die über dem Siedpunkte des Queckſilbers liegen, findet man in Lamberts Pyrometrie §. 92.

Einunddreißigstes Capitel.

Die Luftpumpe.

Die Verdünnungspumpe.

§. 1. Im Jahre 1650 erfand der berühmte Otto von Guericke zu Magdeburg eins der wichtigsten Werkzeuge eines physicalischen Apparats, die Luftpumpe, vermittelst deren die Luft aus einem Gefäße weggenommen, oder vielmehr in einem hohen Grade verdünnt werden kann. Die Gränzen eines Grundrisses verstatten weder die ursprüngliche Einrichtung, noch die mancherlei Abänderungen, die man in der Folge gemacht hat, zu beschreiben. Man sehe diese im Gehler und Fischer Art. Luftpumpe nach. Wir begnügen uns, die wesentlichsten Theile derselben, bei möglichst einfacher Einrichtung, zu beschreiben. ABCD Fig. 70. ist ein metallener Cylinder, der mit äußerster Genauigkeit gebohrt sein muß. In ihm kann der Stempel EF, vermittelst des Griffs G, luftdicht auf und nieder gezogen werden. Der Stempel ist in der Mitte seines Bodens, zwischen E und F durchbohrt, und bei H ist eine kleine, in der Figur durch einen bloßen Strich angedeutete Klappe von luftdichtem Wachstaffent, an der einen Seite befestigt, so daß Luft, welche von unten, durch die Öffnung unter H kommt, die Klappe heben und durchgehen kann, Luft hingegen, die von oben kommt, die Klappe gegen das Loch drückt, und sich also selbst den Durchgang versperrt. Die eben beschriebene Vorrichtung am Stempel heißt ein Ventil. Unten im Boden des Cylinders bei K befindet sich ein zweites Ventil derselben Art. welches zwar Luft von unten in den Cylinder,

aber nicht wieder zurück läßt. Die Öffnung dieses Ventils hängt zusammen mit der Röhre KLMN. An dem Ende derselben bei N ist ein metallener Teller OP befestigt. Die Mündung der Röhre ragt aber bei N ein wenig über den Teller, und hat äußerlich ein Schraubengewinde, um allerlei Gefäße darauf aufschrauben zu können. Auf den Teller wird bei den meisten Versuchen eine gläserne Glocke Q aufgesetzt. Um diese Glocke luftdicht an den Teller andrücken zu können, wird der Teller gewöhnlich mit einem nassen Leder bedeckt. Besser ist es aber, wenn er selbst und der untere Rand der Glocke spiegeleben abgeschliffen sind, wo man dann nur den Rand der Glocke mit etwas Fett bestreicht, und sanft an den Teller andrückt. Endlich befindet sich noch in der Röhre KLMN irgendwo z. B. bei L ein Loch, mit einem luftdicht eingeschliffenen Stöpsel, um eine Communication zwischen der Röhre und der äußeren Luft machen zu können.

Statt der beiden Ventile hat man bei einigen Luftpumpen einen einzigen Hahn dicht unter dem Cylinder in der Röhre KL, der so durchbohrt ist, daß man nach Gefallen entweder eine Communication zwischen dem Cylinder und der Röhre KL, oder zwischen dem Cylinder und der äußeren Luft, oder endlich zwischen der äußeren Luft und der Röhre KL machen kann. Eine Einrichtung, die ihre Unbequemlichkeiten, aber auch gewisse Vorzüge hat.

§. 2. Die Glocke Q sei aufgesetzt, das Loch bei L geschlossen, und der Stempel stehe auf dem Boden des Cylinders. Wird er in die Höhe gezogen, so entsteht unter ihm ein luftleerer Raum. Die Luft in der Glocke und Röhre findet also über dem Ventil K keinen Gegen-

druck mehr; sie öffnet also das Ventil, und ein Theil derselben breitet sich in dem Cylinder aus, wodurch die ganze gesperrte Luftmasse verdünnt wird. Stößt man den Stempel wieder nieder, so kann die in den Cylinder getretene Luft nicht wieder zurück, sondern ist gezwungen, durch das Ventil im Stempel herauszugehen. Setzt man das Aufziehen und Niederdrücken des Stempels fort, so tritt bei jedem Aufzuge etwas Luft aus der Glocke in den Cylinder, und bei jedem Drucke wird die in den Cylinder getretene Luft herausgeschafft. Die Luft wird daher bei jedem Zuge immer mehr verdünnt. Man sieht indessen leicht ein, daß sie nie gänzlich herausgeschafft werden kann. Ja man gelangt nach einiger Zeit zu einem Punkte, wo alles weitere Pumpen nichts mehr hilft; wenn nämlich die Luft schon so weit verdünnt ist, daß ihre Kraft nicht mehr hinreicht, das Ventil K zu heben. Will man wieder Luft in die Glocke lassen, so öffnet man den Stöpsel bei L. Daß das Instrument ein angemessenes Gestell haben müsse, bedarf keiner Erwähnung.

§. 3. Ein für genaue Versuche sehr nöthiges Stück der zur Luftpumpe gehörigen Geräthschaft, ist ein kleines Heberbarometer. Es besteht aus einer zweischenklichen Röhre ABC Fig. 71, welche bei A geschlossen, und bei C offen ist. Der Raum ABF ist mit Quecksilber gefüllt, und da das ganze Instrument nur etwa 5 bis 6 Zoll hoch ist, so hält der Druck der Luft im offnen Schenkel das Quecksilber im andern bis A in der Höhe. Die Röhre ist an einem Brettchen so befestigt, daß man das ganze Instrument auf den Teller der Luftpumpe unter die Glocke stellen kann. Zwischen beiden Schenkeln befindet sich eine Scale DE von Pa-

riser Linien. Steht dieses Instrument während des Auspumpens unter der Glocke, so wird die Luft nach einigen Zügen so verdünnt, daß sie nicht mehr die ganze Queckſilberſäule GA erhalten kann. Das Queckſilber wird also bei A ſinken und bei F ſteigen, und an der Scale wird man in jedem Augenblick ſehen können, wie hoch die Queckſilberſäule iſt, welche die verdünnte Luft trägt.

Dies Instrument zeigt eigentlich die Größe des Druckes, den die verdünnte Luft durch ihre Ausdehnſamkeit ausübt. Da ſich aber nach dem Mariotte'ſchen Geſetz die Dichtigkeit in gleichem Verhältniſſe mit dem Druck verändert (XXIX. 3.), ſo iſt klar, daß ſich die Dichtigkeit der äußeren Luft zu der Dichtigkeit der verdünnten verhalten werde, wie die zeitige Barometerhöhe zu der Queckſilberſäule, welche die verdünnte Luft noch trägt. Wäre z. B. die Barometerhöhe = 26″, 9‴ = 333‴, und die verdünnte Luft trüge im Heber-Barometer nur noch 3‴, ſo iſt die Luft im Verhältniß 333 : 3 oder 111 : 1, alſo 111 mal verdünnt.

Anm. Mit einer neuen und genau gearbeiteten Luftpumpe iſt es allerdings möglich, die Luft ſo weit zu verdünnen, daß ſie kaum noch ½ Linie Queckſilber trägt, welches eine beinahe 700malige Verdünnung anzeigt. Aber wenn die Verdünnung ſo weit getrieben werden ſoll, ſo muß die Glocke, oder was es ſonſt für ein Gefäß ſei, in welchem man die Luft verdünnt, möglichſt klein ſein. Bei großen Gefäßen iſt es nicht möglich ſo weit zu kommen, wofern man nicht das Auspumpen Stunden lang fortſetzen will. Denn man begreift leicht, daß die Verdünnung deſto langſamer fortſchreite, je weiter man die Luft ſchon verdünnt hat.

Die Haupt-Proben einer guten Luftpumpe ſind, daß man 1) zuſieht, wie tief ſie das Heber-Barometer herabbringt, 2) daß man, wenn die möglichſte Verdünnung er-

reicht ist, alles unangerührt stehen läßt, und zusieht, ob das Heber-Barometer nicht wieder gestiegen sei, welches immer ein Eindringen von äußerer Luft anzeigen würde.

§. 4. Anstatt diesen Heber unter die Glocke zu setzen, ist es noch besser, wenn man ihn an der Luftpumpe selbst befestigt. Dieses kann auf verschiedene Art geschehen. Es kann z. B. der offene Schenkel FC oben länger und mit einem Hahn versehen sein. Dies offene Ende muß irgendwo an der Röhre LM, in welcher dieselbe Verdünnung als in der Glocke Q statt findet, etwa nach unten so befestigt sein, daß es, wenn der Hahn geöffnet ist, eine freie Communication mit der Röhre hat. Diese Einrichtung hat den Vortheil, daß man die Verdünnung der Luft messen kann, man mag statt der Glocke was für ein Gefäß man will, aufsetzen oder anschrauben.

Anm. Man hat gegen den Heber die Einwendung gemacht, daß er kein genaues Resultat gebe, weil von der Feuchtigkeit im nassen Leder auf dem Teller beim Auspumpen ausdehnsame Dünste entstehen, also die Wirkung auf den Heber keine reine Wirkung der verdünnten Luft sei. Allein bei genauen Versuchen kann und muß kein Wasser zugegen sein. Übrigens ist der Gebrauch des Hebers ohne allen Vergleich bequemer, uud bei Anwendung aller der Sorgfalt, die jeder genaue Versuch erfordert, eben so zuverläßig, als der Gebrauch der sogenannten Birnprobe, deren Beschreibung man bei Gehler und Fischer unter dieser Benennung nachsehen kann.

§. 5. Außer den erwähnten Theilen der Luftpumpe gehört dazu noch mancherlei Geräthschaft, besonders mehrere Glocken von verschiedener Größe, von denen eine oder mehrere mit einer Lederbüchse versehen sein müssen, d. h. die Glocke muß oben eine Öffnung, und in dieser eine metallene Fassung haben, auf welche ein

metallner Deckel luftdicht aufgelegt oder aufgeschraubt werden kann. Über diesem Deckel befinden sich in einem cylindrischen aufgelötheten Gefäß mehrere mit Wachs und Fett durchzogene Scheiben von Leder, die scharf zusammengeschraubt sind, und durch diese geht luftdicht ein runder Metallstab hindurch, den man umdrehen, auch auf- und niederziehen kann. An das untere Ende dieses Stabes können allerlei kleine Geräthe, als Haken, Stifte ꝛc. angeschraubt werden, um Körper in der Glocke aufhängen, oder allerlei beliebige Bewegungen hervorbringen zu können.

Eine genauere Beschreibung des ganzen Apparats muß dem mündlichen Vortrage vorbehalten bleiben, oder in größeren Werken nachgesehen werden. Dahin gehören Gehler und Fischer im Art. Luftpumpe; ferner Gravesande in seinen Physices elem. math.; Muschenbröcks Essai de Physique; Nollet in seinen physical. Vorlesungen ꝛc.

Von den unzähligen Versuchen, welche mit der Luftpumpe gemacht werden können, heben wir hier nur diejenigen aus, welche zur Bestätigung oder Erweiterung des in den vorigen Capiteln vorgetragenen dienen.

§. 6. Durch die Luftpumpe läßt sich die Ausdehnsamkeit der Luft auf mehr als eine Art sichtbar machen.

1. Die Operation des Verdünnens und Zusammenpressens beweist schon an sich die Ausdehnsamkeit der Luft.

2. Eine Blase, aus der man fast alle Luft herausgedrückt hat, schwillt auf, wenn man sie zugebunden unter eine Glocke legt, und die äußere Luft wegnimmt.

3. Es sei AB Fig. 72. ein Gefäß von beliebiger Gestalt, welches etwa zur Hälfte mit Wasser gefüllt ist,

und in welchem man eine Röhre CD luftdicht befestigen kann, deren untere Öffnung bis fast auf den Boden reicht, die obere D aber sich in einer feinen Spitze endigt, kurz ein kleiner Herons-Ball. Wird die Luft über dem Wasser durch Einblasen verdichtet, so springt das Wasser durch die Öffnung D um desto höher, je mehr die Luft verdichtet worden. Stellt man ihn mit unverdichteter Luft unter die Glocke einer Luftpumpe, und verdünnt die äußere Luft, so erhält man denselben Erfolg.

4. Eine Menge hieher gehöriger physikalischer Spielwerke findet man in Adams Vorlesungen über die Exp. Physik, a. d. Engl. übersetzt von Geißler. Leipz. 1798. Th. I. S. 50 — 67.

§. 7. Vermittelst der Luftpumpe läßt sich der Druck der Luft auf mancherlei Art sichtbar machen.

1. Setzt man einen oben und unten offenen Cylinder von Metall auf den Teller der Luftpumpe, und bindet über die obere Öffnung eine Blase, so wird diese tief eingedrückt, auch wohl gesprengt, wenn man die Luft unter ihr wegpumpt. Leichter wird eine dünne Glasplatte gesprengt, wenn man sie statt der Blase auf den Cylinder mit Wachs luftdicht befestigt.

2. Setzt man einen oben und unten offenen Glascylinder auf den Teller, und verschließt die obere Öffnung vermittelst eines dazu eingerichteten hölzernen Gefäßes, in welchem Wasser ist, so wird, wenn man die untere Luft hinwegnimmt, das Wasser durch das Holz gepreßt, und fällt tropfenweise herab. Queckſilber, auf eben diese Art behandelt, fällt in einem feinen Silberregen.

3. Vorzüglich gehören hieher die Guerickischen Halbkugeln. Zwei metallene Halbkugeln sind so eingerichtet,

daß sie mit ihren Rändern genau auf einander schließen. An der einen ist ein starker Ring, an der andern ein Hahn befestigt, der auf die Luftpumpe aufgeschraubt werden kann. Die Ränder werden mit etwas Fett bestrichen, damit zwischen ihnen keine Luft eindringen kann. So lange die innere Luft gleiche Elasticität mit der äußern hat, kann man sie sehr leicht trennen. Ist aber die innere Luft ausgepumpt, so hängen sie durch den Druck der äußeren Luft so fest zusammen, daß ein großes Gewicht erfoderlich ist, sie zu trennen. Man kann die Größe dieses Gewichts in Pfunden schätzen, wenn man das Quadrat des in Zollen ausgedrückten Halbmessers der Kugel mit 46 multiplicirt.

Anm. Wenn der Halbmesser der Kugel r ist, so ist die Fläche des größten Kreises, wo die Trennung geschehen muß, $= r^2 \pi$. Ist r in Zollen gegeben, so ist dieser Ausdruck die Fläche in Quadratzollen. Auf jeden Quadratzoll beträgt aber der Druck der Luft ungefähr 15 Pfd. (XXVIII. 10.); also ist der gesammte Druck $= 15 r^2 \pi$. Aber 15π ist $=$ 47,124, wofür oben absichtlich 46 gesetzt ist, wegen der in der Kugel unvermeidlich bleibenden Luft, die meistens noch $\frac{1}{50}$ des Ganzen austragen möchte.

Mehrere hieher gehörige Versuche sehe man in Adam's Exp. Phys. I. S. 17—33.

§. 8. Über die Schwere der Luft lassen sich folgende beide Versuche machen, von denen der erste auf eine indirecte, der andere auf eine directe Art die Schwere der Luft außer Zweifel setzt.

1. Ist die Luft eine schwere Flüssigkeit, so muß jeder in ihr befindliche Körper so viel von seinem Gewicht verlieren, als die Flüssigkeit wiegt, deren Raum er einnimmt (XXIII. 1.). Hängt man nun an eine kleine empfindliche Wage auf der einen Seite einen Körper,

der leicht ist, aber viel Volumen hat (z. B. ein Stück Korkholz, oder eine kleine luftleere Glaskugel), und bringt diesen Kärper ins Gleichgewicht, setzt hierauf die ganze Wage unter die Glocke der Luftpumpe, und nimmt die äußere Luft weg, so sinkt der Körper merklich, weil er von seinem wahren Gewicht desto weniger verliert, je verdünnter die umgebende Luft ist.

2. Vermittelst der Luftpumpe läßt sich aber auch das Gewicht der Luft ganz direct, und wenn die nöthige Sorgfalt angewendet wird, sehr genau bestimmen. Hiezu dient eine gläserne Kugel, die bei wenigstens 5 bis 6 Zoll Durchmesser, so leicht als möglich, und an der Mündung mit einem Hahn versehen sein muß, vermittelst dessen sie auf den Teller der Luftpumpe aufgeschraubt werden kann. Der innere Raum, welchen die Kugel bei geschloßnem Hahn hat, muß (nach VII. 10.) aufs genaueste ausgemittelt sein. Man pumpt hierauf die Luft so vollständig als möglich aus, verschließt den Hahn, nimmt sie ab, und tarirt so die Kugel auf einer genauen Wage so genau als möglich; dann öffnet man den Hahn, und läßt die Kugel sich mit Luft füllen. Sie wird dadurch schwerer, und man bestimmt genau, wieviel diese Zunahme beträgt. Auf diese Art erhält man das Gewicht der Luft, welche die Kugel faßt. Dividirt man dieses Gewicht durch den in Cubikzollen ausgedrückten innern Raum der Kugel, so erhält man das Gewicht von einem Cubikzoll Luft.

Soll der Versuch möglichst genau sein, so muß die Luftpumpe mit einem Heber versehen sein, durch dessen Anzeige man berechnen kann, wieviel Cubikzoll der anfänglichen Luft in der Kugel zurückgeblieben sind; um diese von dem Cubikinhalt der Kugel abzuziehen.

Da sich ferner die Schwere der Luft mit dem Stande des Barometers und Thermometers abändert, so muß man den zeitigen Stand beider Instrumente beobachten, und dann das gefundene Gewicht etwa auf 0° der Wärme und 28 Zoll Barometerstand reduciren, welches vermittelst der Proportionen, XXX. 4., keine Schwierigkeit hat.

Vermischte Versuche.

§. 9. Um die wichtigsten Versuche, die sich mit der Verdünnungs-Pumpe anstellen lassen, beisammen zu haben, fügen wir noch folgende vermischte Versuche hinzu, welche sich größtentheil auf frühere Capitel beziehen.

1. Was XXIX. 9. No. 4. über die Theorie des Hebers gesagt worden, bestätigt sich unwidersprechlich, wenn man einen kleinen Queckſilber-Heber unter die Glocke bringt. Er hört auf zu laufen, sobald der Stand des Queckſilbers im Barometer der Luftpumpe kleiner ist, als die Höhe des höhsten Punktes vom Heber über dem Spiegel des Queckſilbers.

2. In der Akustik (XVI. 13.) ist bemerkt worden, daß die Stärke des Schalles mit der Dichtigkeit der Luft zu- und abnimmt. Der Schall einer kleinen Glocke wird in verdünnter Luft fast unhörbar, ob es gleich nicht gänzlich zu verhindern ist, daß sich die Vibrationen den sperrenden Wänden mittheilen.

3. In dem Abschnitte von der Wärme ist bemerkt worden, daß der Punkt des Siedens nicht ganz unveränderlich, sondern von dem Barometerstande abhängig ist (XVII. 5.). Vermittelst der Luftpumpe läßt sich der Zusammenhang zwischen dem Punkte, wo eine Flüssigkeit

siedet, und dem Drucke, den ihre Oberfläche leidet, auf eine lehrreiche Art sichtbar machen. Denn setzt man ein Glas mit Wasser von nicht mehr als 30 bis 40 Grad Wärme unter die Glocke, und verdünnt die Luft, so fängt das Wasser sehr bald an, wie in der freien Luft bei dem Sieden, aufzuwallen.

Nach XVIII. 1. erfolgt das Aufwallen, sobald die Expansivkraft der Wärme das geringste Übergewicht erhält nicht nur über den Druck der Luft, sondern auch über den Druck, den die untersten Schichten von der Flüssigkeit selbst leiden. Setzt man nun ein kleines Thermometer in das Glas und beobachtet seinen Stand bei dem Anfange des Aufwallens, und zugleich den Stand des Barometers der Luftpumpe, so zeigt der letztere diejenige Expansivkraft an, die der entstehende Dunst bei der Wärme hat, welche das Thermometer angiebt. Es ist ferner im 18ten Cap. gezeigt worden daß bei der Verdunstung allezeit Wärme gebunden wird. Dieses zeigt sich durch die schnelle Abkühlung des Wassers während des Aufwallens. Daher pflegt das Aufwallen bald aufzuhören, entsteht aber, wenn man mit Verdünnung der Luft fortfährt, zum zweiten Mal. Erkaltet nämlich das Wasser, so wird die Expansivkraft so geschwächt, daß sie den vorhandenen Druck nicht eher überwältigen kann, als bis dieser durch fortgesetzte Verdünnung der Luft hinlänglich geschwächt ist. Man sieht leicht, wie auf diese Art sehr lehrreiche Versuche über die Verdunstung gemacht werden können. Wir werden auf diesen Gegenstand im 33sten Cap. zurückkommen.

4. Zur Verdunstungslehre gehört noch folgender Versuch. Wenn man tropfbare Flüssigkeiten unter die Glocke bringt, so verdunsten sie, zwar nicht stärker (d. h. in größerer Menge, als in unverdünnter Luft), aber schneller. Ist die Menge der Flüssigkeit beträchtlich, so bleibt ein beträchtlicher Theil tropfbar, weil der entstehende Dunst selbst einen Druck auf die Oberfläche ausübt, welcher der Verdunstung hinderlich ist. Bringt

man aber kleine und ziemlich gleiche Mengen von Wasser, Weingeist, Äther, Öl ꝛc. unter die Glocke, so verdunsten die meisten gänzlich, und das frühere Verdunsten zeigt einen größeren Grad von Flüchtigkeit.

5. In der Übersicht von den Gesetzen der Schwere (VI. 6.) ist ein Versuch mit der Luftpumpe erwähnt worden, durch welchen sich anschaulich machen läßt, daß die Verschiedenheit in der Geschwindigkeit, mit welcher schwere und leichte Körper im Freien fallen, bloß vom Widerstande der Luft herrührt.

Eine 2 bis 3 Fuß lange Glasröhre von ein Paar Zoll Weite wird an beiden Enden spiegeleben abgeschliffen. Ein Ende setzt man luftdicht auf den Teller der Luftpumpe, das andere bedeckt man luftdicht mit einem Deckel, der mit einer Lederbüchse und mit einer Vorrichtung versehen ist, um ein Paar kleine Körperchen von sehr verschiedenem specifischen Gewicht (Blei und eine Pflaumfeder) in der verdünnten Luft fallen zu lassen.

6. Der Widerstand, welchen die Luft bewegten Körpern entgegensetzt, läßt sich auch noch anschaulich machen durch kleine metallene Windflügel, die man unter der Glocke, mit veränderter Lage der Flügel, in Bewegung setzen kann.

An zwei kurzen wagrechten Achsen von Metall, die auf feinen Spitzen laufen, sind an jeder vier gleiche Windflügel von Metall so befestigt, daß man sie drehen und sie so stellen kann, daß ihre Fläche entweder in der Richtung der Bewegung, oder senkrecht auf dieselbe, (oder auch schief) liegt. Beide sind neben einander auf demselben Gestelle so befestigt, daß sie durch Loslassung einer gespannten Feder in einem Augenblicke gleich schnell in Bewegung gesetzt werden können. Setzt man sie auf diese Art in der freien Luft in Bewegung, so setzen die Flügel, wenn sie in einer auf der Achse senkrechten Ebene liegen, die Bewegung länger fort, als wenn sie sich mit der breiten Fläche

gegen die Luft bewegen. Unter der Glocke wird der Unterschied in der Dauer der Bewegungen desto kleiner, je mehr die Luft verdünnt wird.

7. In sehr verdünnter Luft findet kein Verbrennen statt, (wie es nach XX. 3. zu erwarten ist). Eine Lichtflamme erlischt schon nach wenigen Zügen des Stempels. Wird ein Flintenschloß unter der Glocke abgedrückt, so giebt es in verdünnter Luft keine Funken, weswegen sich auch das auf der Pfanne befindliche Schießpulver nicht entzünden kann.

Auch durch ein Brennglas entzündet sich das Pulver in sehr verdünnter Luft nicht. Auch kann man es in verdünnter Luft auf ein glühendes Stück Eisen oder auf einen glühenden Stein fallen lassen, ohne daß es sich entzündet. Nur darf man bei diesem Versuche nicht eher wieder Luft zutreten lassen, als bis sich die Geräthschaft hinreichend abgekühlt hat.

8. Endlich erwähnen wir noch, daß in der sehr verdünnten Luft kein thierisches Leben besteht. Kleine Thiere aller Art sterben eines qualvollen Todes unter der Glocke. Selbst Fische können der Luft nicht entbehren. Kaltblütige Thiere halten die Qual länger aus als warmblütige.

Der schmerzhafte Zustand rührt nicht bloß von der Unmöglichkeit zu athmen her, sondern besonders auch von der Aufhebung des Gleichgewichts zwischen dem Druck der äußeren Luft und der Elasticität der Muskeln. (Vergl. XXVIII. 10.)

Die Verdichtungs-Pumpe.

§. 10. Die Einrichtung einer Verdichtungs-Pumpe ist sehr einfach. Der Stempel EF Fig. 70. bedarf keines Ventils, sondern statt dessen befindet sich in der

Seitenwand des Cylinders oben, dicht unter der höhsten Stelle, welche der Stempel einnehmen kann, ein kleines Loch, wodurch sich der Cylinder mit Luft füllt, wenn der Stempel aufgezogen ist. In dem Boden CD befindet sich bloß eine Öffnung, aber bei N unter der Glocke ein Ventil, welches der Luft nur verstattet, in die Glocke überzugehen, aber nicht zurück. Das übrige kann wie bei der Verdünnungs-Pumpe eingerichtet sein. Nur muß noch eine Vorrichtung angebracht sein, wodurch die Glocke sehr fest und luftdicht an den Teller geschraubt werden kann.

Die Verdichtungs-Pumpe ist bei weitem nicht von so mannigfaltigem Gebrauch, als die Verdünnungs-Pumpe. Von den damit anzustellenden Versuchen bemerken wir nur zwei.

1. Setzt man ein empfindliches Thermometer unter die Glocke, so läßt sich zeigen, daß bei jedem Stoße Wärme entsteht (XX. 7.).

2. Der Schall einer kleinen Glocke in einem Gefäß, worin man die Luft verdichtet, wird merklich stärker (XVI. 13).

Wird der Stempel aufgezogen, so füllt sich jederzeit der Cylinder mit Luft von der Dichtigkeit der äußeren Luft; wird er niedergestoßen, so treibt man diese Luft durch das Ventil N in das auf dem Teller befestigte Gefäß. Mißt man den Inhalt des Cylinders aus, so weiß man, wie viele Cubikzolle bei jedem Stoß ungefähr in das Gefäß getrieben werden, wodurch man die entstandene Verdichtung einigermaßen schätzen kann.

Eine Heber-Probe läßt sich auch bei der Verdichtungs-Pumpe anbringen, und sie kann eine ähnliche Gestalt als die Fig. 71. abgebildete haben, nur muß die obere Hälfte des geschlossenen Schenkels AG Luft enthalten, und bei mittlerer Barometerhöhe muß das Queckſilber in beiden

Schenkeln gleich hoch stehen, damit die gesperrte Luft gleiche Expansivkraft mit der äußeren Luft habe. Stellt man dieses kleine Werkzeug unter die Glocke, so drückt die verdichtete Luft im offenen Schenkel CF stärker auf das Queckſilber, und preßt die gesperrte Luft in dem geschlossenen Schenkel zusammen. Stände das Queckſilber in dem offenen Schenkel bei F, in dem geschlossenen bei H, so zeigt der Raum AH, den jetzt die gesperrte Luft einnimmt, in Vergleichung mit dem Raum, den sie vor dem Versuche einnahm, wie stark die Luft über H zusammengepreßt ist. Wird nicht die äußerste Genauigkeit gesucht, so kann diese Verdichtung für die Verdichtung in dem ganzen Gefäße gelten. Will man es genau haben, so muß man die Höhe einer Queckſilbersäule berechnen, welche mit der Luft über H im Gleichgewicht steht, und hiezu muß man noch die Höhe HG addiren, um welche das Queckſilber in dem geschlossenen Schenkel höher steht, als in dem offenen bei F. Hiedurch ergiebt sich die Expansivkraft der Luft bei F, woraus sich ihre Verdichtung nach dem Mariotteschen Gesetz berechnen läßt.

Man hat eine andere noch einfachere Vorrichtung, die man ein Manometer nennt. Eine kurze etwas enge Glasröhre ist an einer Seite zugeschmolzen, an der andern offen. In die Mitte derselben bringt man wenige Tropfen Queckſilber, so daß ein Theil der Luft gesperrt ist. Liegt dieses Instrument wagerecht, so hat die gesperrte Luft gleiche Dichtigkeit mit der äußeren. Legt man es unter die Glocke, so treibt die verdichtete Luft das Queckſilber tiefer in die Röhre, und die gesperrte Luft hat gleiche Dichtigkeit mit der verdichteten, so daß man aus der Verminderung des Volumens der gesperrten Luft unmittelbar das Maaß der Verdichtung abnehmen kann.

Die letzte Einrichtung aber hat den Fehler, daß sich, wenn die Röhre etwas weit ist, allmälig Luft zwischen dem Glase und Queckſilber, während der Verdichtung, durchschleicht: macht man sie aber sehr enge, so macht der Einfluß der Capillarität den Versuch unsicher.

Beide Vorrichtuugen aber haben noch die Unbequemlichkeit, daß man sie nicht so unmittelbar mit der Verdichtungs-Pumpe verbinden kann, wie die Barometer-Probe

an der Verdünnungs-Pumpe. Daher muß man sich bei den Versuchen sehr oft nur mit einer unsichern Schätzung der Verdichtung begnügen.

Zweiunddreißigstes Capitel.

Anfangsgründe der Aerostatik.

§. 1. Alles Gleichgewicht im Luftkreise, so fern es im Wesentlichen nur von der Schwere abhängt, steht unter dem im 4ten Abschnitte erklärten Gesetze der Hydrostatik; eigenthümlich sind aber der Aerostatik nur diejenigen Sätze, wobei die Ausdehnsamkeit der Luft in Betrachtung kommt.

§. 2. In einer wagrechten Ebene muß im Zustande des Gleichgewichts überall, wie bei einer tropfbaren Flüssigkeit, gleicher Druck sein, folglich auch gleicher Barometerstand und gleiche Expansivkraft. Da aber wirkliches Gleichgewicht nur bei gleicher Temperatur statt findet, so wird unter eben der Voraussetzung in einer wagrechten Ebene nach dem Mariotteschen Gesetze auch überall gleiche Dichtigkeit sein.

In dem Luftkreise ist nie ein wirkliches Gleichgewicht vorhanden. Da aber alle Bewegungen in demselben nichts anders als Bestrebungen sind, das gestörte Gleichgewicht wieder herzustellen, so begreift man, daß auch stets eine größere oder geringere Annäherung an den Zustand des Gleichgewichts vorhanden sein muß, besonders alsdann, wenn sich keine heftigen Bewegungen zeigen, und das Barometer eine Zeitlang seinen Stand wenig oder gar nicht ändert. In der That bestätiget auch die Erfahrung, daß man in nicht unbeträchtlichen Entfernungen, selbst von einer oder ein Paar Meilen, in gleicher Höhe über einer gemeinschaftlichen Horizontalfläche (über dem Spiegel eines Sees, eines Flusses ꝛc.), bei ruhigem Wetter sehr genau gleichen Barometerstand hat. Bei unruhigem Wetter ist

das Barometer stets in kleinen Schwankungen begriffen, also die Anwendung des Gesetzes nicht zulässig. Auch sieht man leicht ein, daß man in großen Entfernungen von vielen Meilen nicht auf gleichen Barometerstand in gleicher Höhe rechnen dürfe; besonders da die Temperatur der Luft nach Zeit und Raum in immerwährendem Wechsel begriffen ist.

§. 3. In einer lothrechten Linie muß zwar aus demselben Grunde als bei dem Wasser, der Druck von unten nach oben abnehmen; aber er nimmt nach einem anderen Gesetze ab.

Nur bei kleinen Höhen darf man annehmen, daß er, wie bei dem Wasser, nach dem Gesetze einer arithmetischen Reihe abnehme, weil er überhaupt sehr langsam abnimmt: denn aus XXVIII. 5. ergiebt sich, daß er erst in einer Höhe von 70 bis 80 Fuß sich um den zehntausendsten Theil vermindere. Jede sehr langsame Abnahme kann aber ohne erhebliche Fehler als eine arithmetische betrachtet werden.

Es läßt sich aber durch einige nicht schwierige mathematische Schlüsse zeigen, daß der Druck in allen Höhen, nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe, im Zustande des Gleichgewichts abnehmen würde, vorausgesetzt, daß überall gleiche Temperatur und gleiche Mischung vorhanden wäre. Mit dem Druck würde aber nicht nur die Barometerhöhe und Expansivkraft, sondern nach dem Mariotteschen Gesetz auch die Dichtigkeit der Luft, nach derselben Regel abnehmen.

In Fig. 73. denke man sich zwischen den Linien AP und aQ eine Luftsäule, die bis zu der Gränze des Luftkreises reicht, in welcher aber überall gleiche Wärme und Mischung vorhanden wäre. Man theile AP von unten in gleiche Theile AB, BC, CD ꝛc., und lege durch die Theilpunkte die

wagerechten Ebenen Aa, Bb, Cc ꝛc. Die Größe der Theile AB, BC ꝛc. ist eigentlich beliebig, nur denke man sie zuerst so klein, daß man die Dichtigkeit zwischen Aa und Bb, zwischen Bb und Cc u. s. f. als gleich betrachten könne. Die Buchstaben α, β, γ, δ ꝛc. mögen nun die Dichtigkeit der Luft in jeder Schicht, in welcher sie stehen, bedeuten. Die kleinen Buchstaben a, b, c, d ꝛc. aber sollen die Barometerhöhen oder den Druck der Luft, an der Stelle, wo sie stehen, andeuten.

Dieses vorausgesetzt, so läßt sich das Verhältniß der Dichtigkeiten $\alpha : \beta$ auf zweierlei Art ausdrücken.

1. Nach dem bloßen Begriffe der Dichtigkeit; denn diese verhält sich bei gleichem Volumen ganz allgemein, wie das Gewicht. Nun ist aber das Gewicht der ganzen Luftsäule von oben bis Aa gleich dem Gewicht einer Quecksilbersäule von der Höhe a; eben das Gewicht von oben bis Bb, ist dem Gewicht einer Quecksilbersäule von der Höhe b gleich. Also ist das Gewicht der untersten Schicht AaBb $= a - b$. Auf dieselbe Art ergiebt sich, daß das Gewicht von BbCc $= b - c$ sei u. s. w. Daher verhält sich

$$\alpha : \beta = a - b : b - c.$$

2. Nach dem Mariotteschen Gesetz (XXIX. 3.) verhält sich aber auch bei gleicher Wärme und Mischung, die Dichtigkeit, wie der Druck, also

$$\alpha : \beta = b : c.$$

Denn die unterste Schicht AaBb leidet den Druck b, die folgende BbCc den Druck c, u. s. f.

Aus beiden Proportionen folgt also

$$a - b : b - c = b : c,$$

oder, mit Versetzung der mittleren Glieder, $a - b : b = b - c : c$, desgleichen nach bekannten Sätzen

$$a : b = b : c.$$

Da sich nun offenbar auf dieselbe Art beweisen läßt, daß

$$b : c = c : d$$
$$c : d = d : e \text{ u. s. f.},$$

so ist klar, daß die Größen a, b, c, d, e ꝛc. (d. h. die Barometerhöhen, oder der Druck, oder die Expansivkräfte, und nach dem Mariotteschen Gesetz auch die Dichtigkeit der Luft, in den Punkten A, B, C, D, E ꝛc.) eine annehmende geometrische Reihe bilden, deren

Factor (Exponent), wenn AB, BC ꝛc. nicht sehr groß sind, nur sehr wenig kleiner als 1 sein wird.

Anmerkungen. 1. Aus der Theorie der geometrischen Reihen ist erweislich, daß, wenn das Gesetz einer geometrischen Reihe für irgend eine Größe der Theile AB, BC ꝛc. bewiesen ist, dasselbe auch für jede andere Größe dieser Theile gültig bleibt. (M. s. des Verf. Lehrb. d. Math. Th. 3. Abschn. 3, besonders §. 15. nebst dem Anhang.)

2. Daß in der Wirklichkeit dieses Gesetz nie in aller Strenge statt finden wird, ist leicht einzusehen. Da indessen die immerwährenden Bewegungen im Luftkreise (die hauptsächlich von dem steten Wechsel der Temperatur nach Raum und Zeit abhangen) nichts anders sind, als Bestrebungen, das gestörte Gleichgewicht wieder herzustellen, so muß eine Annäherung an dieses Gesetz jederzeit statt finden, und zwar um so genauer, je ruhiger der Zustand der Luft ist. Die Richtigkeit dieser Behauptung bestätiget sich vollkommen in der Erfahrung durch den sehr guten Erfolg der barometrischen Höhenmessungen, welche ganz auf diesem Gesetze beruhen. Es würde daher ungenau sein, wenn jemand dieses Gesetz für unsicher, oder bloß problematisch halten, und es, wie hin und wieder geschehen ist, mit einem andern beliebig angenommenen vertauschen wollte.

3. Da man nach XXVIII. 5. ungefähr 76 Par. Fuß (= 10944 Linien) steigen muß, wenn sich die Barometerhöhe um 1 Linie vermindern soll, so ist klar, daß sich der Barometerstand (folglich auch Druck, Expansivkraft und Dichtigkeit der Luft) bei dieser Höhe um weniger als den zehntausendsten Theil ändert. Daher darf man bei kleinen Höhen (selbst von ein Paar hundert Fußen), ohne erhebliche Fehler, statt der geometrischen Abnahme eine arithmetische setzen.

§. 4. Die beiden vorigen §§. betreffen die Bedingungen des innern Gleichgewichtes zwischen Luft und Luft. Was aber das Gleichgewicht der Luft, gegen in ihr befindliche anderweitige Körper betrifft, sie mögen fest oder tropfbar, oder selbst luftförmig sein, so gilt davon das in der Hydrostatik (XXIII. 1.) erwiesene Gesetz, daß jeder anderweitige Körper in einer Luftschicht nur dann

im Gleichgewicht schweben kann, wenn er gerade so schwer ist als die verdünnte Luft. Ist er schwerer, so sinkt er, ist er leichter, so steigt er in die Höhe.

Wir bemerken zwei Folgerungen dieses Gesetzes.

1. Auf demselben beruhet die Möglichkeit der Luft-Schiffahrt.
2. Bei dem Abwägen eines Körpers in der Luft verliert sowohl das Gewogene als das Gewicht etwas an seiner Schwere. Man findet daher eigentlich nur dann das wahre Gewicht eines Körpers, wenn beides aus gleichartiger Materie besteht, oder wenn das specifische Gewicht beider sehr wenig verschieden ist. Da nun (nach VII. 7.) das spec. Gewicht des Messinges beinahe 6,4 ist, so kann man sagen: man finde das Gewicht jedes Körpers ein wenig zu klein, wenn sein spec. Gewicht beträchtlich kleiner, und ein wenig zu groß, wenn es beträchtlich größer ist. Indessen ist der daher entstehende Fehler so klein, daß er nur bei den allergenauesten wissenschaftlichen Untersuchungen in Betracht kommen kann. Wie man in solchen Fällen die Größe des Fehlers berechnen könne, werden die folgenden §§. zeigen.

Von dem specifischen Gewichte ausdehnsamer Flüssigkeiten.

§. 5. Aus allem bisher Vorgetragenen ist klar, daß die Dichtigkeit oder das specifische Gewicht der Luft von Druck und Temperatur abhängig, also eine sehr veränderliche Größe ist. Da es aber dennoch in vielen Fällen wichtig ist, das Gewicht eines bestimmten Volumens der Luft genau zu kennen, so ist nothwendig, 1) daß zuerst für einen bestimmten Barometer- und Thermometerstand das Gewicht einer cubischen Einheit der Luft auf das sorgfältigste bestimmt werde; 2) daß aus der vorgetragenen Theorie Rechnungsregeln abgeleitet werden, durch welche man eben das Gewicht für jeden andern Stand des Barometers und Thermometers berechnen könne.

§. 6. Die sorgfältigsten neueren Versuche über die Schwere der Luft verdanken wir den Herren Biot und Arago. Sie fanden, daß die wasserfreie atmosphärische Luft bei der Temperatur des Frostpunktes und bei einem Barometerstande von 336 Linien, 10463 Mal leichter ist, als Queckſilber. Da nun das specifische Gewicht des Queckſilbers 13,586 ist, so berechnet man leicht, das die Luft unter den angegebenen Umständen 770mal leichter als Wasser ist. Da nun nach XXI. 8. S. 229 das Gewicht von 1 Preuß. Cub. Zoll Wasser 1,22393 Preuß. Loth beträgt, so folgt, daß

1 Preuß. Cub. Zoll Luft = 0,001 5895 Pr. Loth
und 1 Preuß. Cub. Fuß Luft = 2,746 71 Pr. Loth

wiege.

Genauere Nachricht von den Versuchen der Herren Biot und Arago findet man in einem Mémoire sur les affinités des corps pour la lumière, par Biot; à Paris 1816; desgleichen in dem Essai de Physique mathem. et expérim. par Biot, Tom. 1. p. 486.

§. 7. Nun nehme man an, es sei bei einem gegebenen Barometerstande B, und einer nach dem Luft-Thermometer bestimmten Temperatur T, das Gewicht einer cubischen Einheit Luft, = G gefunden worden: so läßt sich erweisen, daß bei irgend einem andern Barometerstande b, und einer Temperatur t, das Gewicht einer cubischen Einheit, welches x heiße, sich nach folgender Regel berechnen läßt:

$$x = \frac{bT}{tB} G.$$

Setzt man B = 336, und die Temperatur des Frostpunktes $T = \frac{640}{3}$ (XXX. 7.), so ergibt sich

$$x = \frac{40b}{63t} G.$$

Sucht man bloß Verhältnisse der Dichtigkeit, so kann man G = 1 setzen; also

$$x = \frac{40b}{30t}.$$

Der Beweis der im §. gegebenen Regel ist nicht schwer.

Behält man die angegebenen allgemeinen Bedeutungen der Buchstaben B, T, G bei, und nimmt an, daß zuerst nur die Barometerhöhe B übergehe in b, so wird die Dichtigkeit, also auch das spec. Gewicht G, sich nach dem Mariotteschen Gesetze in geradem Verhältnisse mit dem Drucke ändern. Nimmt man also an, die Luft erhalte dadurch das spec. Gewicht z, so hat man

$$B : b = G : z.$$

Man setze ferner, daß die unter den Druck b versetzte Luftmasse aus der Temperatur T, in eine andere t, bei gleichbleibendem Druck b versetzt werde, so ändert sich ihr Volumen in geradem Verhältniß T : t (XXX. 3.), also ihre Dichtigkeit und ihr specifisches Gewicht z im umgekehrten Verhältniß t : T. Heißt also das hiedurch erlangte spec. Gewicht x, so hat man

$$t : T = z : x.$$

Setzt man beide Proportionen zusammen, so ergibt sich die im §. angegebene Formel.

§. 8. Da nun in dem 29sten und 30sten Capitel gezeigt worden, daß man berechtigt sei, sowohl das Mariottesche Gesetz, als die Gesetze des Einflusses der Wärme für anwendbar auf alle ausdehnsame Flüssigkeiten zu halten, so ist klar, daß man auch die im §. gegebene Regel auf jede Luftart anwenden könne, wenn man nur das spec. Gewicht derselben G, bei dem Frostpunkte, und bei einem Drucke von 336‴ kennt.

Die schon genannten beiden berühmten Physiker, Biot und Arago, haben mit großer Sorgfalt sehr viele Untersuchungen über eine Menge ausdehnsamer Flüssigkeiten angestellt. Es war aber nicht nöthig, für jede Luftart das Gewicht einer cubischen Einheit, bei der

Temperatur des Frostpunktes, und bei einem Druck von 336 Linien zu bestimmen, sondern es war völlig hinreichend, nur die Verhältnisse der Dichtigkeit oder des specifischen Gewichtes unter diesen Umständen anzugeben, wobei sie die Schwere der atmosphärischen Luft zur Einheit annahmen, welches noch den Vortheil gewährt, daß die Zahlen von den gebrauchten Maaßen und Gewichten unabhängig werden.

Aus Biot's Essai de Physique, T. 1. p. 383. ziehen wir folgende kleine Tabelle aus.

Luft- oder Dunst-Art	Specif. Gewicht.
Atmosphärische Luft	1,000 00
Oxygen-Luft	1,103 59
Azot-Luft	0,969 13
Hydrogen-Luft	0,073 21
Kohlensaure Luft	1,519 61
Wasser-Dunst	0,623 49
Dunst von absolutem Alcohol . .	1,613 3
Dunst von Schwefel-Äther . .	2,586 0
Dunst von Terpentin-Öl . . .	5,013 0

Multiplicirt man alle Zahlen dieser Tabelle mit dem §. 6. berechneten Gewicht von einer cubischen Einheit der atmosphärischen Luft, so erhält man das Gewicht von einer cubischen Einheit jeder Luftart, bei der Temperatur 0° De Luc, und 336‴ Bar. Stand.

Anm. 1. Die ausdehnsamen Dünste verhalten sich vollkommen wie beständige Luftarten, so fern keine Vermehrung der Masse durch fortschreitende Verdunstung, oder Verminderung durch Rückkehr eines Theiles in den Zustand des Dampfes statt findet. Unter welchen Umständen dergleichen Veränderungen eintreten, wird im 33sten Capitel gezeigt werden.

2. Wollte man die specifische Dichtigkeit lieber, wie bei festen und tropfbaren Körpern, mit der Dichtigkeit des Wassers vergleichen, so ist nichts nöthig, als alle Zahlen der Tabelle mit 770 zu dividiren (§. 6.)

3. Das Verhältniß der spec. Gewichte muß unter allen Temperaturen unverändert bleiben, so fern das Mariottesche Gesetz und die Gesetze der Wärme allgemein gültig sind.

Von der specifischen Expansivkraft ausdehnsamer Flüssigkeiten.

§. 9. Aus §. 8. ist klar, daß zwei ungleichartige Luftmassen, bei gleicher Temperatur und Druck verschiedene Dichtigkeit haben. Hieraus folgt aber, daß sie bei gleicher Temperatur und Dichtigkeit verschiedene Expansivkräfte haben müssen. Man nennt nun diejenige Expansivkraft, welche eine Luftmasse, in Beziehung auf eine andere, bei gleicher Temperatur und Dichtigkeit hat, ihre specifische Expansivkraft. Es ist aber nicht schwer zu erweisen, daß diese specifische Expansivkraft dem umgekehrten Werthe des specifischen Gewichtes proportional ist. Man darf also nur 1 durch alle Zahlen der Tabelle des 8ten §. dividiren, um eine ähnliche Tabelle der specifischen Expansivkräfte zu erhalten, in welcher wieder die specifische Expansivkraft der atmosphärischen Luft als Einheit erscheint. Das Ergebniß dieser Rechnung ist folgendes.

Luft- oder Dunst-Art.	Spec. Exp. Kraft.
Atmosphärische Luft	1,000 00
Oxygen-Luft	0,996 13
Azot-Luft	1,031 85
Hydrogen-Luft	13,659 34
Kohlensaure Luft	0,658 06
Wasserdunst	1,603 87
Dunst von absolutem Alcohol .	0,619 8
Dunst von Schwefel-Aether . .	0,386 7
Dunst von Terpentin-Öl . . .	0,199 5

Die im §. gegebene Rechnungsregel läßt sich auf folgende Art beweisen.

Man stelle sich 1) eine beliebige Masse atmosphärischer Luft vor, die irgend eine bestimmte Temperatur und Expansivkraft hat, deren Dichtigkeit man in jedem Falle = 1 setzen darf; 2) eine Masse einer andern Luftart (z. B. von Hydrogen-Luft), von derselben Temperatur und Expansivkraft, so stellt die Zahl ihres specifischen Gewichtes (§. 8.), die wir s nennen wollen, ihre Dichtigkeit in Vergleichung gegen die atmosphärische Luftmasse vor. Sollte nun die zweite Luftmasse von der Dichtigkeit s zu der Dichtigkeit 1 zusammengepreßt werden, so muß die bei beiden Luftarten zuerst angenommene Expansivkraft, die wir, welche Größe sie auch haben mag (wie jede Größe überhaupt), = 1 setzen dürfen, zu der zum Zusammenpressen nöthigen Kraft, nach dem Mariotteschen Gesetze, in geradem Verhältniß mit der Dichtigkeit stehen. Nennen wir diese Kraft (die nichts anders als die specifische Expansivkraft ist) σ, so haben wir

$$s : 1 = 1 : \sigma; \text{ also } \sigma = \frac{1}{s};$$

welches die Regel des §. ist.

Anm. 1. Wollte man die specifische Expansivkraft einer Luftmasse nicht in einer bloßen Verhältnißzahl, sondern in demselben Maaße haben, wodurch die Expansivkraft der atmosphärischen Luft gemessen wird, so ist nichts zu thun, als jede Zahl der Tabelle mit derjenigen Barometerhöhe zu multipliciren, wodurch man die Expansivkraft der atmosphärischen Luft ausdrückt.

2. Auch auf Dünste ist diese Theorie anwendbar, so fern dabei keine Veränderung des Aggregatzustandes ins Spiel kommt.

3. Das Verhältniß der specifischen Expansivkräfte ist unter allen Temperaturen beständig, unter denselben Voraussetzungen, als in der 3ten Anm. zu §. 8.

§. 10. Über den Einfluß der Wärme auf eine Luftmasse drückt man sich am bestimmtesten aus, wenn man sagt, daß durch Erhöhung der Temperatur die specifische Expansivkraft der Luft erhöhet werde, und zwar in dem Verhältniß der Grade des Luft-Thermometers.

Anm. Die folgenden §§. betrachte man als eine bloße Zugabe, da sie dem Inhalte nach mehr in die physicalische Erdbeschreibung, als in die mech. Naturlehre gehören.

Von den barometrischen Höhenmessungen.

§. 11. Sehr bald nach Erfindung des Barometers faßte man die Idee, daß es zu einer sehr einfachen Art von Höhenmessungen brauchbar sein müsse. Aber obgleich schon Halley am Ennde des 17ten Jahrhunderts den Grund zu einer richtigen Theorie legte, so dauerte es doch lange, ehe es gelang, den Einfluß von Nebenkräften auf bestimmte und ziemlich sichere Regeln zurückzuführen. Das wichtigste leistete hiebei De Luc, und besonders neuerlich La Place.

Über die frühere Geschichte der Theorie sehe man die phys. Wörterbücher in dem Artikel Höhenmessung; über La Place's scharfsinnige Arbeiten Gilberts Annalen B. 26. S. 161. ff.

§. 12. Um eine feste Grundlage der Theorie zu gewinnen, muß zuerst bloß untersucht werden, in welcher Abhängigkeit eine zu messende Höhe x, von den beiden Barometerhöhen H und h an dem unteren und oberen Endpunkt der Höhe stehe; so fern in den Hauptkräften, wovon diese Höhen abhängen, nämlich in der Schwere und Expansivkraft der Luft, keine Veränderung vorgeht. Es läßt sich aber ohne Schwierigkeit beweisen, daß unter diesen Voraussetzungen

$$x = M\,(\text{Log. } H - \text{Log. } h)$$

sein würde, in welchem Ausdruck M ein durch Versuche bestimmbarer Coefficient ist, der einen ganz bestimmten und unveränderlichen Werth hat, so fern in dem angenommenen Zustande der Luft keine Veränderung vorgeht.

Um zuerst den Sinn der zu lösenden Aufgabe deutlich zu fassen, seien A und B Fig. 74. zwei Punkte, welche in verschiedener Höhe über einem bestimmten Horizont (etwa über dem Horizont des nähsten Meeres) liegen; es soll bestimmt werden, wie hoch B über A liege. Legt man nun durch den niedrigern Punkt A eine wagrechte Ebene AD, und fället aus B auf dieselbe das Loth BD, so ist dieses die gesuchte Höhe. Errichtet man aber in A die lothrechte AC, und zieht aus B die wagrechte BC, so ist klar, daß auch $CA = BD = x$ die zu bestimmende Höhe ist.

Nimmt man nun an, daß die Luft über AB im Zustande des Gleichgewichts sei, so muß in der Linie BC nach §. 2. überall gleicher Barometerstand sein. Kennt man also den Barometerstand in B, den wir h nennen wollen, so kennt man auch den in C. In der Linie AC aber nimmt der Barometerstand von unten nach oben, vermöge §. 3., nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab.

Man stelle sich nun vor, die Höhe AC sei in gleiche Theile von bekannter Größe (z. B. in Toisen, Klafter oder Ruthen ꝛc.) getheilt, so ist x eigentlich nichts anders als die Anzahl dieser Theile.

Da nun die Barometerhöhen in allen Theilpunkten eine geometrische Reihe bilden, so setze man die Barometerhöhe in dem untersten Punkte $A = H$, und den Factor (Exponent) der Reihe $= \frac{1}{m}$, so bilden die Barometerhöhen in den Theilpunkten folgende geometrische Reihe:

$$H: \frac{H}{m}; \frac{H}{m^2}; \frac{H}{m^3}; \text{ ꝛc.}$$

die Barometerhöhe am Endpunkte des xten Theiles (also in C) wird also $H : m^x$ sein. Da wir aber diese $= h$ gesetzt haben, so erhalten wir die Gleichung

$$h = \frac{H}{m^x}.$$

Hieraus folgt weiter $hm^x = H$, und in Logarithmen

$$x \text{ Log. } m = \text{Log. } H - \text{Log. } h; \text{ u. } x = \frac{1}{\text{Log. } m}(\text{Log. } H - \text{Log. } h)$$

So fern nun in der Schwere und Expansivkraft der Luft keine Veränderung vorgeht, ist m eine völlig bestimmte und unveränderliche Größe; folglich ist auch Log. m und 1 : Log. m

eine solche. Setzt man nun 1 : Log. m = M, so erhält man wie im §.

$$x = M\ (\text{Log. H} - \text{Log. h}).$$

§. 13. Die weitere Untersuchung betrifft nunmehr die nähere Bestimmung des Coefficienten M. Unter Voraussetzung eines ganz bestimmten Zustandes der Luft hat diese keine Schwierigkeit. Denn, wenn nicht nur B und b beobachtet, sondern auch x selbst unmittelbar durch geometrische Messung bestimmt wird, so hat man

$$M = \frac{x}{\text{Log. H} - \text{Log. h}}.$$

Man übersehe nicht, was im §. ausdrücklich gesagt worden, daß der Coefficient M nur in so fern beständig sei, als keine Veränderung in dem Zustande der Luft vorgeht. Man bemerkte sehr bald, daß die Wärme einen bedeutenden Einfluß habe, und man hielt diese lange, wo nicht für das Einzige, doch für das bei weitem Überwiegende, was den Werth von M abändern könne. Daher stellte De Luc eine überaus große Menge von Versuchen an, um 1) für irgend eine bestimmte Temperatur den Werth von M auf die eben beschriebene Art zu bestimmen, und 2) zu finden, welchen Einfluß höhere und niedrigere Wärmegrade haben.

Das Resultat seiner mühsamen Untersuchungen war 1) daß bei einer Temperatur von $16\frac{3}{4}$ Grad der 80theiligen Scale, genau M = 10 000 sei, wenn man x in Toisen (von 6 Fuß des alten franz. Maaßes) ausdrückt; 2) daß man für jeden Grad über dieser Temperatur, den 215ten Theil der gefundenen Höhe vom Ganzen subtrahiren, für jeden niedrigeren Grad aber eben so viel addiren müsse. Diese Regel läßt sich durch folgende Formel darstellen:

$$x = 10\,000 \left(1 \mp \frac{t}{215} \right) (\text{Log. H} - \text{Log. h}).$$

in welcher t anzeigt, wie viel Grade die wirkliche Temperatur von der Normal-Temperatur $16\frac{3}{4}°$ verschieden ist. Die Vorzeichen sind $\mp$, weil man für Grade über $16\frac{3}{4}$ subtrahiren, für Grade unter $16\frac{3}{4}$ aber addiren muß.

Nach De Luc's Formel traten die barometrischen Höhenmessungen mit den geometrischen zwar nicht in eine vollkommene Übereinstimmung, aber doch in eine viel größere, als man vor ihm erreichen konnte. Um den Grund hievon einzusehen, und überhaupt zu einer richtigen und allgemeinen Übersicht dessen zu gelangen, worauf es hier ankommt, erwäge man: daß jeder bestimmte Zustand des mechanischen Gleichgewichts von nichts abhängen kann, als von den beiden mechanischen Haupteigenschaften der Luft, von ihrer Schwere, und von ihrer specifischen Expansivkraft. Was nun die Schwere betrifft, so hat zwar die innere Stärke derselben nicht nur auf die Größe des Luftdruckes und der davon abhängenden Spannung, sondern auch auf die Dichtigkeit und Ausdehnung des Queckſilbers Einfluß: indessen ist doch die Schwerkraft nach Zeitverhältnissen gar keinen, nach Raumverhältnissen aber so geringen Veränderungen unterworfen (m. s. VI. 7. 8.), daß der Einfluß ihrer Verschiedenheit auf die Höhenmessungen in keinem Fall bedeutend sein kann. Was aber die specifische Expansivkraft betrifft, so erleidet diese nicht bloß durch die Wärme, sondern auch durch den wechselnden Gehalt an Wasserdunst, oder überhaupt durch die jedesmalige Beschaffenheit ihrer zufälligen Mischung, Veränderungen. Indessen sind diese Mischungs-Veränderungen nie beträchtlich, und daher überwiegt der Einfluß der Wärme sehr weit alle übrigen störenden Kräfte. Dieses ist der Grund, warum De Lucs Untersuchungen die Rechnung und die Wirklichkeit einander näher brachten. Doch bemerkte er selbst, daß bei sehr feuchter Luft die Resultate seiner Formel stärker von der Wahrheit abwichen. Allein es ist weder ihm, noch einem andern Naturforscher nach ihm

gelungen, den Einfluß der Feuchtigkeit auf eben so bestimmte Regeln, als den Einfluß der Wärme zu bringen.

§. 14. Das wichtigste was nach De Luc zur Vervollkommnung der Theorie geleistet worden, verdankt man dem Scharfsinn des berühmten La Place. Durch seine tiefen Einsichten in die höhere Analysis, und in Verbindung mit den schon erwähnten äußerst sorgfältigen Versuchen von Biot, Gay Lussac und Arago ist es ihm nicht nur gelungen, den Einfluß der Temperatur genauer als De Luc zu bestimmen, sondern er hat selbst den Einfluß, welchen die kleinen Verschiedenheiten der Schwerkraft an verschiedenen Orten des Erdbodens oder in verschiedenen Höhen haben, in seine Formel aufgenommen; wodurch Rechnung und Wirklichkeit einander noch näher gebracht sind. Die Schwierigkeit der Theorie erlaubt uns hier bloß die Formel mitzutheilen, und zwar in der einfacheren Gestalt, in welcher sie Biot in seinem Essai de Phys. exp. et math. Tom. I. p. 101. gegeben hat. Sie ist folgende:

$$x = 18393^m\ (1 + 0{,}002837\ \mathrm{Cos}\ 2\psi) \times \left(1 + \frac{2\,(T + t)}{1000}\right) \mathrm{Log.} \left(\frac{H}{h}\right)$$

Die Buchstaben x, H, h haben dieselbe Bedeutung wie §. 12; m bedeutet Mètre; ψ ist die Polhöhe; T und t sind die Temperaturen der Luft in beiden Stationen, nach der 100theiligen Queckfilberscale; H und h sind die wegen der Wärme corrigirten Barometerhöhen.

1. La Place hat seine Theorie in der Méchanique celeste, T. 4. p. 289. ff. vorgetragen. Eine Übersetzung des betreffenden Capitels findet man in Gilbert B. 26, S. 152. ff. Auf der 161sten Seite findet man die Formel in ihrer ursprünglichen und vollständigen Gestalt. Über die Abweichungen der im §. gegebenen ist Biot selbst nachzulesen.

Nur bemerken wir, daß ohne allen Nachtheil diejenigen Theile weggelassen sind, welche sich auf die Abnahme der Schwerkraft mit der Höhe beziehen, weil dieser Einfluß in jedem Falle völlig unbedeutend ist, und doch die Rechnung sehr erschwert.

2. Über den Sinn der einzelnen Factoren bemerken wir noch folgendes. Der erste 18393^m ist der beständige Factor für $T=t=0°$, und für die Polhöhe $\varphi=45°$. Das dabei befindliche m deutet an, daß das Ergebniß der ganzen Rechnung, also auch x in mètres gefunden werde. Der zweite enthält den Einfluß der Schwerkraft bei der Entfernung vom Äquator; der dritte enthält nicht nur den Einfluß der Temperatur, sondern La Place hat bei derselben auch einige Rücksicht auf den Einfluß der Feuchtigkeit genommen, so daß sich das Ganze eigentlich auf einen Zustand bezieht, wo die Luft weder ganz trocken, noch ganz mit Dunst gesättiget ist.

Was die Rechnung nach dieser Formel betrifft, so ist sie zwar unmittelbar nicht so leicht, als nach der De Luc'schen; aber mehrere gründliche Mathematiker haben sich das Verdienst erworben, durch eigens berechnete Tabellen die Rechnung zu erleichtern. Zuerst hat Hr. v. Lindenau dergleichen Tafeln berechnet, wovon man im Gilbert B. 32. S. 236. ff. Nachricht findet. Noch bequemer sind die Tafeln, welche Hr. Prof. Oltmanns berechnet hat. Man findet sie vollständig im Gilbert B. 38. S. 278. ff. Endlich darf der Verfasser nicht unbemerkt lassen, daß ein junger Berlinischer Gelehrter, Hr. Prof. August die Tafeln und Rechnungen auf eine sinnreiche Art so abgekürzt hat, daß in der That nichts zu wünschen übrig bleibt. Die Tafel ist im vorigen Jahre in Hrn. Nauck's Verlag gedruckt. Sie besteht aus einem einzigen Bogen, der bloß auf einer Seite bedruckt ist. Die Tafeln selbst nehmen kaum ein Drittel des ganzen Raumes ein. In dem übrigen Raume findet sich ein danach berechnetes Beispiel, nebst Anleitung zum Gebrauche der Tafeln. Endlich ist auch die Art, wie die Tafeln berechnet worden, hinzugefügt. Hr. August hat die im §. gegebene Biotsche Formel zum Grunde gelegt, aber mit derselben zwei Veränderungen vorgenommen, 1) die Correction bei H und h wegen der Wärme hat er in der For-

mel selbst vorgenommen, so daß man nur die uncorrigirten Höhen in Rechnung zu bringen braucht; 2) Er hat ferner das französische Maaß in Preußisches, und die 100theilige Scale in die 80theilige verwandelt. Doch befindet sich unter den Tafeln eine kleine, wodurch ein gefundenes Maaß sehr leicht in neu- oder alt-französisches, oder englisches verwandelt werden kann.

§. 15. Wir fügen noch einige Bemerkungen über das praktische Verfahren bei barometrischen Höhenmessungen hinzu.

1. Die nöthigen Werkzeuge sind: a) ein sehr sorgfältig gearbeitetes, und besonders mit einer sehr genauen Scale versehenes Barometer, neben welchem auf demselben Brett ein kleines Thermometer befestigt sein muß, welches nicht den Zweck hat, die Temperatur der Luft, sondern die des Queckſilbers im Barometer genauer zu bestimmen, als es durch ein entfernteres Thermometer geschehen könnte; b) ein gutes Thermometer mit derjenigen Scale, welche die Formel erfordert, nach der man rechnen will, um die Temperatur der freien Luft zu beobachten; c) zu der Beboachtung ist zwar kein Hygrometer nöthig; aber sehr zu empfehlen ist doch die Beobachtung des Wassergehaltes der Luft, wozu sich kein Instrument so gut eignet, als das Daniellsche Hygrometer. (M. s. XXXIV. 11. u. 12.)
2. Eigentlich sind zwei Beobachter erfoderlich, die gleichzeitig in A und B Fig. 74. die Instrumente beobachten. In diesem Falle müssen aber auch die Instrumente doppelt und genau verglichen sein. Doch kann ein einzelner Beobachter auf folgende Art fertig werden. Er beobachtet zuerst die Instrumente in A, und bemerkt die Zeit der Beobachtung; dann begiebt er sich nach B, und bemerkt wieder die Zeit; endlich kehrt er nach A zurück, und wiederholt die Beobachtung. Findet er sie von der ersten Beobachtung abweichend, so wird er, mit Berücksichtigung der Zeit, und bei einem ruhigen Zustande der Luft, mit hinreichender Genauigkeit berechnen können, wie der Barometer- und Thermometerstand in A, zur Zeit der Beobachtung in B gewesen sei.

3. Der horizontale Abstand beider Stationen AD oder BC, darf nicht zu groß sein, weil man sonst nicht berechtigt ist, anzunehmen, daß in der Linie BC überall gleiche Barometerhöhe vorhanden sei. Will man die Höhe zweier entfernten Örter vergleichen, so kann nur durch eine sehr große Menge gleichzeitiger Beobachtungen geschehen. In dem arithmetischen Mittel aller Resultate gleichen sich dann die Fehler in + und — desto sicherer aus, je größer die Anzahl der Bebachtungen ist. Kennt man die mittlere Barometer- und Thermometerhöhe beider Orte, so kann man diese bei der Rechnung zum Grunde legen. Denn da alle Bewegungen im Luftkreise nichts als Bestrebungen sind, das gestörte Gleichgewicht herzustellen, so ist man berechtigt, anzunehmen, daß diese mittleren Höhen sich denen nähern, welche bei vollkommenem Gleichgewicht der Luft da sein würden.

Von der Höhe des Luftkreises.

§. 16. Die Frage von der Höhe des Luftkreises gehört zu denen, auf welche sich schwerlich je eine unbedingte Antwort wird geben lassen. Will man aber nur bedingt wissen, wie hoch etwa derjenige Theil des Luftkreises sein möchte, der sich unsern Sinnen auf irgend eine Art noch bemerklich machen könnte, so läßt sich leicht zeigen, daß dieser schon in einer Höhe von 10 Meilen aufhören würde. Denn wenn nach XXVIII. 5. das Barometer in der Höhe einer Meile über dem Horizont des Meeres auf 14 Zoll, also auf die Hälfte seiner Höhe am Ufer des Meeres sinkt, so ist die Dichtigkeit der Luft daselbst nur ungefähr $\frac{1}{2}$ von der Dichtigkeit der Luft am Meer. Nimmt nun die Dichtigkeit der Luft in den höheren Gegenden, wo der Zustand des Gleichgewichtes beständiger sein mag, nach dem Gesetz einer geometrischen Reihe ab, so ist sie in der Höhe von 2 Meilen $\frac{1}{4}$, in der Höhe von 3 Meilen $\frac{1}{8}$ u. s. f.,

woraus sich leicht berechnen läßt, daß sie in der Höhe von 10 Meilen nur noch $\frac{1}{1024}$ sein würde, welches eine stärkere Verdünnung ist, als die beste Luftpumpe hervorbringen kann. In jener Höhe befindet sich also wenigstens Luft, die für unsere Sinne als nicht vorhanden zu betrachten ist. Mit diesem Ergebniß stimmt das sehr gut überein, was die Astronomen aus der Dauer der Morgen- und Abend-Dämmerung abgeleitet haben. Indessen scheinen viele meteorische Erscheinungen (Sternschnuppen, Feuerkugeln, Nordlichter, ꝛc.) unzweideutig anzuzeigen, daß selbst in Höhen von 100 und mehr Meilen, der Luftkreis noch nicht seine Gränze erreicht haben möchte. Daß die bemerkbare Atmosphäre unter den Polen niedriger sein müsse, als unter dem Aequator, ist leicht einzusehen.

Gälte das Gesetz der geometrischen Abnahme in den höheren Gegenden des Luftkreises unbedingt, so würde daraus eine unendliche Höhe desselben folgen; d. h. man müßte annehmen, daß der ganze Weltraum mit der Materie unsers Luftkreises, obgleich in dem Zustande einer unermeßlichen Verdünnung, gefüllt sei. Aber die Folgerungen, welche sich daraus ziehen lassen, scheinen sich durch die Beobachtungen der Astronomen nicht zu bestätigen. Erwägt man aber, daß wir das Gesetz, nach welchem die Wärme in den oberen Gegenden des Luftkreises, so wie auch die Beschaffenheit der daselbst befindlichen Luft, nur sehr unsicher kennen, so erscheint eine wirkliche Begränzung der Atmosphäre als sehr möglich. Denn es könnte wohl eine Höhe geben, in welcher alle Expansivkraft, welche die Luft vermöge des Mariotteschen Gesetzes noch übrig hat, durch die Kälte aufgehoben würde. Können wir je über diesen Gegenstand Aufschluß erhalten, so müssen wir ihn von der Astronomie erwarten.

Dreiunddreißigstes Capitel.

Von der Verdunstung.

§. 1. Durch eine sehr schöne Reihe von Versuchen, die Dalton in Manchester angestellt hat, so wie durch äußerst sorgfältige Untersuchungen von Gay-Lussac und andern Naturforschern, hat die Theorie der Verdunstung neuerlich einen viel festeren und bestimmteren Charakter erhalten, als vormals. Aber um das Wesentliche davon gründlich vortragen zu können, war es nöthig, erst die Hauptsätze der Aerostatik vorauszuschicken. Auch möge sich der Leser zuerst dasjenige wieder in das Gedächtniß zurückrufen, was oben XXVII. 6. über Luft, Dampf und Dunst im Allgemeinen gesagt worden.

§. 2. Wird Wasser in einem offenen Gefäß der atmosphärischen Luft, oder irgend einer andern Luftart, oder endlich einem luftleeren Raume ausgesetzt, so nimmt unter allen Temperaturen eine unendlich dünne Schicht nach der andern unsichtbar die Dunstgestalt an, und geht in den offenen Raum über. Nur erfolgt in dem einen Falle der Übergang schneller, als in dem andern; auch wird die Verdunstung durch die Wärme beschleunigt.

Ist der Raum von allen Seiten gesperrt, und über dem Wasser luftleerer Raum, so schreitet die Verdunstung unter einer bestimmten Temperatur nur so lange fort, bis der Dunst ein gewisses Maximum der Expansivkraft erreicht hat, welches er unter dieser Temperatur nicht überschreitet. Ist diese Gränze erreicht, und bleibt die Temperatur nicht nur in dem Raume über dem Wasser, sondern auch in den sperrenden Wänden ungeändert, so steht die Verdunstung gänzlich

still. Sind aber die Wände kälter als der innere Raum, so schlägt sich an ihnen tropfbares Wasser nieder, aber das dadurch verminderte Maximum stellt sich nun durch fortgehende Verdunstung ununterbrochen wieder her, und dauert fort, so lange das angegebene Verhältniß der Temperatur vorhanden ist.

Von dem Falle, wo sich im gesperrten Raume Luft über dem Wasser befindet, ist weiter unter (§. 6. u. 10.) die Rede.

§. 3. In der Barometer-Röhre AB Fig. 62 sei der Raum AF über dem Queckſilber luftleer. Man bringe bei B einen oder ein Paar Wassertropfen in die Röhre. Das Wasser wird in dem Queckſilber emporsteigen, und sich über das Queckſilber bei F legen. Das Queckſilber fängt nun an zu fallen, und zwar desto stärker, je höher die Temperatur in dem Raume AF ist. Dieses Fallen ist offenbar eine Folge von der Expansivkraft des sich bildenden Wasserdunstes. Es dauert aber dieses Fallen nicht etwa so lange fort, als Wasser zum Verdunsten da ist, sondern bei jeder Temperatur sinkt das Queckſilber nur bis zu einem gewissen Punkte G, und sollte alsdann alles eingeschlossene Wasser verdunstet sein, so müßte man mehr Wasser in die Röhre bringen, weil das Maximum noch nicht erreicht wäre. Steht endlich das Queckſilber stille, und befindet sich noch etwas tropfbares Wasser über demselben, so hat der Dunst das Maximum der Expansivkraft erreicht, das er bei der vorhandenen Temperatur erlangen kann. Das Maaß dieser größten Expansivkraft ist, wie man leicht einsieht, eine Queckſilbersäule von der Höhe FG. Ist z. B. die Temperatur in dem Raume AF 40° der 80theiligen Scale, so fand Dalton FG = 3,5 englische

Zolle d. h. bei dieser Temperatur ist die größte Expansivkraft, welche der Wasserdunst erlangen kann, dem Druck einer Queckſilbersäule von 3,5 engl. Zollen gleich.

Dalton schloß den oberen und größeren Theil der Röhre AB in eine weitere Glasröhre ein, deren untere Öffnung durch einen in Fett getränkten Propf wasserdicht verschlossen war. Diese Röhre füllte er mit Wasser, dem er durch Mischung von kochendem und kaltem Wasser eine beliebige Temperatur innerhalb des Fundamental-Abstandes geben konnte. Mit dieser Geräthschaft machte er eine Reihe von Versuchen, vom Frostpunkte an, so weit als die äußere Röhre die Erhitzung des Wassers ertragen konnte. Bei höheren Temperaturen bediente er sich einer dem Luft-Thermometer (Fig. 68.) ähnlichen Geräthschaft. Ehe die Kugel C geschlossen war, wurde Wasser in dieselbe über das Queckſilber gebracht, dieses bis zum Kochen erhitzt, hiedurch alle Luft aus der Kugel getrieben, und dann erst die Kugel zugeschmolzen, so daß bloß Wasser und Dunst in derselben blieb. (M. s. Gilberts Ann. B. 15.)

§. 4. Daltons Versuche sind einfach und sinnreich erdacht, indem sie vielerlei Abänderungen zulassen. Man kann z. B. statt des Wassers Weingeist oder eine andere Flüssigkeit in die Röhre bringen. Man kann absichtlich etwas Luft von irgend einer Art in den Raum AF bringen, um das Verdunsten in demselben zu beobachten. Das Queckſilber wird fallen, und der Raum, um welchen es fällt, giebt die Expansivkraft der eingesperrten Luft. Bringt man dann etwas Wasser in die Röhre, so kann das Maximum der Verdunstung völlig wie vorher beobachtet werden.

§. 5. Dalton hat aus seinen Versuchen eine Tabelle über das Maximum der Expansivkräfte des Wasserdunstes berechnet, für die Temperaturen von — 40° bis + 325° der Fahrenheitschen Scale (von — 32 bis

130¼ Gr. De Luc). Aber es sind wohl nur die Expansivkräfte, die innerhalb des Fundamentalabstandes liegen, als Resultate wirklicher Versuche zu betrachten. Was außer diesen Gränzen liegt, ist nach einer Hypothese berechnet, der man nur in der Nähe des Eis- und Siedpunktes noch einige Gültigkeit einräumen kann. Folgende Tabelle kann dienen, die Resultate einer solchen Experimental-Untersuchung anschaulich zu machen. Die Spalten A und C sind unmittelbar aus Daltons Tafel genommen, nur daß unter A Grade der 80theiligen statt der Fahrenheitschen Scale gesetzt sind. Der Sinn und die Entstehung der übrigen Spalten wird im Verfolg erklärt werden. (Die Spalte B am Ende dieses §., D und E unten §. 12. ff.)

Temperatur nach dem		Maxim. d. Exp. Kr. d. Wasserdunstes in engl. Zoll.	Verhältniß der Dichtigkeit des Dunstes.	Größte Menge des Wassers in 1 Pr. Cub. Fuß Luft, in Pr. Lothen.
80theil. Queckslb. Therm.	30theil. Luft-Therm.			
A	B	C	D	E
0	80	0,200	0,0092	0,0115
8	83	0,375	0,0166	0,0193
16	86	0,676	0,0288	0,0346
24	89	1,21	0,050	0,0624
32	92	2,11	0,084	0,1049
40	95	3,50	0,135	0,1686
48	98	5,74	0,215	0,2684
56	101	9,02	0,327	0,4083
64	104	13,92	0,491	0,6130
72	107	20,77	0,712	0,8886
80	110	30,00	1,000	1,2485

Die Spalte B enthält Grade eines erdichteten Luft-Thermometers, welches zwischen dem Eis- und Siedpunkte nur in 30° getheilt wäre. Diese Zahlen geben die Bequemlichkeit, daß sie unmittelbar und in kleinen Zahlen die Expansivkraft einer Lufmasse ausdrücken,

wenn man diese Expansivkraft bei 0° = 80 setzt (XXX. 3.). Wollte Jemand die in der Spalte C enthaltenen Expansivkräfte des Dunstes lieber in Pariser Linien haben, so ist die Reductions-Gleichung: 12 engl. Zoll = 135,13 Par. Linien.

Anm. So wenig auch der Verfasser sehr vielen Behauptungen Daltons, der ein ungemein sinnreicher Kopf ist, aber nur allzuleicht jeder Idee huldigt, die ihm die Phantasie als wahrscheinlich vorstellt, beistimmen kann; so ist man ihm doch unstreitig die Gerechtigkeit schuldig, daß er zuerst die Theorie der Verdunstung auf deutliche Grundbegriffe und Grundsätze zurückgeführt hat. Denn obgleich mehrere Naturforscher schon vor ihm Reihen von Versuchen angestellt hatten, um die Kraft des eingesperrten Wasserdunstes zu bestimmen, so ist doch klar, daß keiner von ihnen den Begriff von dem Maximum der Expansivkraft bei jeder Temperatur, der, wie wir sehen werden, ungemein fruchtbar ist, nebst allen Folgerungen, wozu er führt, scharf aufgefaßt und ausgesprochen hätte. Auch machten alle, die dergleichen Versuche früher angestellt haben, die irrige Voraussetzung, daß die Verdunstung beim Eispunkte und unter demselben = 0 sei. Es wäre nur zu wünschen, daß man sich völlig auf die Dalton'schen Zahlen (Spalte C) verlassen könnte. Aber es hängt jedes Resultat von so vielerlei Umständen ab, daß man schwerlich von den noch so sorgfältigen Versuchen eines einzigen Beobachters die höhste Genauigkeit erwarten darf. Neuerlich hat ein sehr geschickter deutscher Beobachter, Herr Prof. Schmidt in Gießen, in der zweiten Ausgabe seines sehr schätzbaren Handbuchs der Naturlehre S. 296. ff. eine ähnliche Tafel von 5 zu 5 Graden der 80theiligen Scale, von — 5° bis + 110°, nach eigenen Versuchen geliefert. Die Expansivkräfte sind sehr zweckmäßig nach Pariser Zollen angegeben. Es ist etwas umständlich, beide Tabellen zu vergleichen, da sie sich auf verschiedenes Maaß und Gewicht beziehen, und selbst der Siedpunkt sich nicht auf ganz gleiche Barometerhöhen bezieht. Indessen finde ich einige Zahlen, die ich verglichen habe, doch nicht unbeträchtlich abweichend, und es dürfte schwer zu entscheiden sein, auf welcher Seite die

größere Zuverlässigkeit sei, da die Genauigkeit beider Beobachter anerkannt ist.

In Neumanns Lehrbuch der Physik (Wien 1818 und 20.) finde ich Th. II. S. 709 — 711. zwei Tabellen. Die erste wird als die Daltonsche aufgeführt, ist aber in Ansehung der Temperaturen auf die 100theilige Scale (von — 20 bis + 180°), in Ansehung der Expansivkräfte auf französische Millimeter reducirt. Sie ist aus Biot entlehnt. Die zweite giebt Versuche, die in Wien im Jahre 1818 gemacht sind. Die Temperaturen sind nach der 80- und 100theiligen Scale angegeben, die Expansivkräfte nach Wiener Zollen. Es ist sehr zu bedauern, daß die Beobachter bei Versuchen dieser Art nicht überall sich des altfranzösischen Maaßes bedienen.

Der im §. gegebene Auszug aus der Daltonschen Tafel ist hier nicht sowohl aus besonderem Vertrauen zu ihrer Sicherheit hinzugefügt, als vielmehr deswegen, um anschaulich zu machen, von welcher Wichtigkeit eine solche Tabelle sein würde, wenn man sich hinlänglich auf sie verlassen könnte. Für unsern Zweck war daher auch ein bloßer Auszug hinreichend.

Jede physicalische Theorie beruht auf einer Experimental-Arbeit, ohne welche sie aller festen Grundlage ermangelt. Denn die Gesetze der Naturkräfte lassen sich nicht aus rationalen Begriffen, sondern nur aus genauen Beobachtungen ableiten. Soll daher die Theorie der Verdunstung in der That eine sichere Grundlage erhalten, so müssen wir zuerst für das Maximum der Expansivkräfte bei verschiedenen Temperaturen, Bestimmungen erhalten, auf die man sich völlig verlassen kann. Daher ist zu wünschen, daß sich mehrere Naturforscher der Wiederholung und Fortsetzung solcher Versuche mit Sorgfalt unterziehen mögen.

§. 6. Dalton behauptet:

1) das Maximum der Expansivkraft bleibe unverändert, der gesperrte Raum, in welchem die Verdunstung geschieht, sei luftleer, oder schon mit irgend einer Luftart von beliebiger Dichtigkeit gefüllt;

2) Die Tabelle der größten Expansivkraft des Wasserdunstes (Spalte C) gelte für den Dunst jeder andern tropfbaren Flüssigkeit, wenn man nur alle Zahlen der Temperatur (Spalte A oder B) um so viel Einheiten vermehre oder vermindere, als die Temperatur des Siedpunktes bei beiden Flüssigkeiten verschieden ist.

Schwerlich ist eins dieser beiden Gesetze richtig, aber eine Annäherung muß man beiden nach Daltons Beobachtungen einräumen. Besonders ergiebt sich daher aus Nr. 1. die wichtige Folgerung, daß wir berechtigt sind, die Tabelle auf Verdunstungen in der atmosphärischen Luft anzuwenden.

Anm. Um den Sinn beider Gesetze anschaulich zu machen, setzen wir noch folgendes hinzu. 1) Wenn in einem gesperrten und mit atmosphärischer Luft erfüllten Raume, Wasser bei einer Temperatur von 40° verdunstet, so wird die Verdunstung nicht eher zum Stillstand kommen, als bis die Expansivkraft der eingeschlossenen Luft um 3,5 engl. Zolle zugenommen hat. 2) Wenn eine Art von Weingeist schon bei 64° siedet, so wird nach Dalton die Spalte C für diesen Weingeist gültig bleiben, wenn man von jeder Temperatur in der Spalte A 80 — 64, d. i. 16 Grade subtrahirt. Hätte man eine Flüssigkeit vor sich, die erst bei 88° kochte, so müßte man zu jeder Temperatur 8 addiren; u. dgl. m.

§. 7. Aus beiden Gesetzen, besonders dem erstern, folgert Dalton ganz richtig, daß die Verdunstung lediglich einer Wirkung der Wärme, und daher nicht, wie man vormals allgemein annahm, einer chemischen Verwandtschaft der Luft zur Flüssigkeit zuzuschreiben sei. Aber Dalton geht in seinen Folgerungen über alle zulässigen Gränzen hinaus, wenn er behauptet, daß zwischen Luft und Dunst, und überhaupt zwischen allen ausdehn-

samen Materien gar keine Verwandtschaft statt finde, und daß eine für die andere so gut als ein luftleerer Raum sei.

Wäre dieses richtig, so müßte eine solche Materie der andern gar keinen Widerstand entgegensetzen, und doch ändert, nach Daltons eigenen Beobachtungen, der Druck der Luft zwar nicht das Maximum der Verdunstung, aber wohl die Dauer derselben. Denn sie erfolgt bei vermehrtem Druck langsamer. Über dieses fand Dalton selbst das Maximum der Verdunstung nur bei solchen Luftarten gleich, denen die Chemiker von jeher nur eine schwache Verwandtschaft gegen Wasser zugeschrieben haben (namentlich bei atmosphärischer, Oxygen-, Azot-, Hygrogen-Luft). Bei kohlensaurer fanden sich schon Abweichungen, und gewiß würde er sie bei Luftarten, die starke Verwandtschaft zum Wasser haben (bei salzsaurer, flußsaurer, schwefelsaurer, amoniakalischer), noch weit größrr gefunden haben.

Die einfache Wahrheit ist: daß zwar die Entstehung des Dunstes bloß der Wärme beizumessen sei, daß aber seine Vermischung mit der Luft zu einer gleichförmigen Flüssigkeit, eine unbestreitbare Wirkung der Verwandtschaft sei. Denn gäbe es zwei Luft- oder Dunstarten, die in der That gar keine Verwandtschaft gegen einander hätten, so müßte die leichtere durch die schwerere hindurch gehen, und sich über ihr lagern, sich aber nicht mir ihr mischen, wie es auch bei tropfbaren Flüssigkeiten geschieht, die sich nicht mischen.

Andere sonderbare Folgerungen, die Dalton aus seiner Behauptung zieht, z. B. daß unser Luftkreis aus

mehreren von einander ganz unabhängigen Atmosphären bestehe, übergehen wir mit Stillschweigen.

§. 8. Aus den bisher erklärten Gesetzen läßt sich eine viel bestimmtere Ansicht, als vormals, über die Beschaffenheit eines Dunstes, und über seinen Unterschied von einer beharrlichen Luftart fassen.

1) Wirkung des Drucks auf Luft und auf Dunst. Eine Luftmasse kann bei gleichbleibender Temperatur, durch Veränderung des Drucks, jeden Grad von größerer oder geringerer Dichtigkeit erhalten; wenigstens kennen wir auf keiner Seite eine Gränze. Eine Dunstmasse hingegen kann zwar durch Verminderung des Drucks zu jedem Grade der Verdünnung, aber durch Vermehrung des Drucks nur bis zu dem Maximum, welches der vorhandenen Temperatur zugehört, gebracht werden. Befindet sich daher eine Dunstmasse weit unter dem Maximum, welches ihre Temperatur zuläßt, so verhält sie sich sowohl bei Verminderungen, als bei nicht zu starken Vermehrungen des Druckes vollkommen, wie eine beharrliche Luftmasse. Hat man ihr aber durch vermehrten Druck die größte Dichtigkeit gegeben, die ihrer Temperatur zukommt, so bewirkt die geringste Vermehrung des Druckes eine Reduction in den tropfbaren Zustand.

Zu mehrerer Anschaulichkeit stelle man sich eine Dunstmasse von 40° Wärme vor, der man aber so viel Raum gegeben habe, daß sie nur eine Expansivkraft von 1 Zoll besitze, so wird sich diese durch Verminderung des Drucks oder Erweiterung des Raums, in allen Verhältnissen, wie Luft verdünnen lassen. Auch wird man sie durch vermehrten Druck in einen kleinern Raum zusammenpressen können, aber dieses nur so lange, bis sie durch die vermehrte Dich-

tigkeit eine Expansivkraft von 3,5 engl. Zollen erlangt hat, welches das Maximum bei 40° ist. Versucht man nun den Dunst noch weiter zusammen zu pressen, z. B. auf die Hälfte seines Raumes, so würde der Erfolg sein, daß sich die Hälfte in tropfbares Wasser verwandelte, die andere Hälfte aber in dem Maximum 3,5 bliebe. Hieraus ist klar, daß ein stätig fortwirkender vermehrter Druck zuletzt allen Dunst in Wasser verwandeln würde.

§. 9. 2) Wirkung der Wärme auf Luft und auf Dunst. Eine gesperrte Luftmasse kann durch Erhöhung der Temperatur jeden höheren Grad von Expansivkraft, durch Verminderung jeden niedrigeren annehmen; und auch hier kennen wir auf keiner Seite irgend eine Gränze. Eine Dunstmasse hingegen von derjenigen größten Expansivkraft, welche dem eben vorhandenen Grade von Wärme zukommt, kann zwar auch durch Erhöhung der Wärme jeden höhern Grad von Expansivkraft erhalten; erkältet man sie aber, so kann sie zwar auch jeden niedrigeren Grad von Expansivkraft annehmen; aber bei jeder Verminderung der Wärme muß ein bestimmter Theil des Dunstes wieder tropfbar werden. Stellt man sich aber vor: eine Dunstmasse, die bei der Temperatur t ihre größte Expansivkraft hatte, habe durch die Erhebung von t auf die höhere Temperatur T eine größere Expansivkraft E erlangt, so ist E für diese höhere Temperatur nicht das Maximum. Unter diesen Umständen kann sie daher auch ohne Reduction, aber nur bis zu der ersten Temperatur t erkältet werden.

Man denke sich z. B. den Raum eines Cubik-Fußes bei 40° Wärme mit Dunst im Maximum seiner Expansivkraft 3,5 erfüllt. Erkältet man denselben z. B. bis 24°, wo das Maximum der Expansivkraft nur 1,21 ist, so ist klar, daß ein Theil des Dunstes wieder tropfbar werden müsse, so viel nämlich, daß der übrigbleibende Dunst durch seine

Ausbreitung in den ganzen noch übrigen Raum, nur noch 1,21 Expansivkraft behält. Erkältete man also eine Dunstmasse stätig, so würde auch die Reduction des Dunstes stätig fortschreiten. Aber nie kann aller Dunst auf diese Art reducirt werden, sondern es wird immer so viel übrig bleiben, als das Maximum bei jeder Temperatur fodert. Hätte man aber eine Dunstmasse von 40° Wärme, und von der Expansivkraft 3,5 bis zu 90° erhitzt, so würde ihre Expansivkraft in dem Verhältniß der Temperatur 95 : 110 (§. 3.) erhöht worden sein. Sie hätte nun die Expansivkraft 4,05. Aber diese ist weit unter dem Maximum (30), welches bei 90° statt findet. Folglich würde man diesen Dunst, ohne Reduction auch abkühlen können, aber offenbar nicht weiter, als bis 40°.

§. 10. So verhält es sich mit der Verdunstung in einem gesperrten aber luftleeren Raum. Befindet sich jedoch Luft über dem Wasser, so kann man nicht mit Dalton sagen, daß ihr Druck der Verdunstung keinen Widerstand leiste: denn die Verdunstung erfolgt nun langsamer. Aber merkwürdig ist es allerdings; wenn die Verdunstung dennoch in diesem Fall so lange fortschreitet, bis der Dunst das Maximum der Expansivkraft erreicht hat, welches er bei der vorhandenen Temperatur im luftleeren Raum annehmen würde. Man kann allerdings zweifeln, ob dieses Gesetz im strengsten Sinne richtig und allgemein sei, aber zufolge der Versuche nähert es sich wenigstens sehr der Wahrheit, wenn die über dem Wasser befindliche Luftart nur eine schwache Vermandschaft gegen dieselbe hat. Es ist daher bei Versuchen über die Verdunstung beinahe gleichgültig, ob sich über der Flüssigkeit leerer Raum, oder atmosphärische Luft von beliebiger Dichtigkeit befinde.

§. 11. Mit der Verdunstung in einem offenen Gefäße an freier Luft verhält es sich im Wesentlichen

eben so. Der Unterschied ist nur, daß der in jedem Augenblick entstehende Dunst sich sogleich in dem offenen Luftkreise verbreitet, weswegen die Verdunstung gewöhnlich so lange fortschreitet, bis alle Flüssigkeit verdunstet ist; nur geschieht die Verdunstung in der Kälte durch eine geringere Expansivkraft, daher langsamer. Zum Stillstand kann die Verdunstung an freier Luft nur dann kommen, wenn sich weit umher im Luftkreise schon so viel Dunst befindet, als bei der vorhandenen Temperatur bestehen kann, welches während eines Regens, und kurz vor- oder nachher der Fall ist.

Die gewöhnliche Verdunstung kann aber nur unmerklich an der Oberfläche erfolgen, so lange nämlich die Kraft, mit welcher jeder Punkt im Innern von allen Seiten her gedrückt wird, größer ist, als die Expansivkraft, mit welcher er den ausdehnsamen Zustand anzunehmen strebt. Bei steigender Wärme muß indessen diese Expansivkraft das Übergewicht erhalten, und nun die Erscheinung des Aufwallens oder Siedens erfolgen, wovon schon oben XVIII. §. 3. gehandelt worden.

§. 12. Wenn Dunst durch Druck oder Abkühlung genöthigt wird, wieder tropfbar zu werden, so erscheint er zuerst in der Gestalt kleiner Dampfbläschen oder unbestimmbar kleiner Wasserkügelchen (XXVII. 8.), die in bewegter Luft, ihrer Leichtigkeit wegen, und weil bei dem Sinken nothwendig einige, wenn auch noch so kleine Kraft angewendet werden muß, um die Lufttheilchen zu trennen, schwebend erhalten werden. Vermehren sich diese Dampfbläschen, so hindern sie die Durchsichtigkeit der Luft, und erscheinen als Nebel oder Wolken. Erst wenn die Luft mit Dampfbläschen so überladen ist, daß sie zusammenfließen, ergießen sie sich als Regen.

Der Unterschied zwischen Dunst und Dampf läßt sich durch die Dampfkugel sehr anschaulich machen. Leitet man die Spitze in heiße Luft über dem Kohlenbecken, so hört man das Ausströmen des Dunstes, sieht aber nichts. Leitet man aber die Spitze in kalte Luft, so erscheint sogleich Dampf.

Über die größte Dichtigkeit des Dunstes.

§. 13. Wenn der Dunst bei einer gewissen Wärme seine größte Expansivkraft erreicht hat, so ist er offenbar auch im Maximum der Dichtigkeit. Aber Daltons obige Tabelle zeigt unmittelbar nur die erstere, nicht die letztere an. Dalton selbst hat auch nicht gezeigt, wie das Verhältniß der Dichtigkeiten aus seiner Tabelle abzuleiten sei. Die Sache hat aber keine Schwierigkeit, wenn man die Grundsätze der Aerostatik auf den Dunst anwendet.

§. 14. Eine beliebige Dunstmasse habe bei der Temperatur T die größte Expansivkraft E, und die größte Dichtigkeit D. Eben diese Dunstmasse würde bei der niedrigen Temperatur t nur die größte Expansivkraft e, und die größte Dichtigkeit d haben: so läßt sich diese Dunstmasse aus dem ersten Zustande in den zweiten auf folgende Art versetzen, und dadurch finden, in welchem Verhältniß sie ihre Dichtigkeit ändert.

1. Da sie im Maximum der Expansivkraft (E) und der Dichtigkeit (D) ist, so läßt sie sich nach §. 8. ohne Reduction nicht zusammendrücken, wohl aber kann sie durch Ausdehnung oder Verminderung des Druckes ohne Veränderung der Temperatur, in jeden niedrigeren Grad der Verdünnung, also auch in die Dichtigkeit d versetzt werden. Ihre Expansivkraft (E) wird sich dabei nach dem Mariotteschen Gesetz im Verhältniß der Dichtigkeit vermindern. Nennen wir also die Expansivkraft,

welche sie auf diese Art erhalten wird x, so ist diese bestimmt durch die Proportion

$$D : d = E : x.$$

2. Da aber die Expansivkraft nunmehr unter dem Maximum (E) ist, welches ihr bei der Temperatur T zukommt, so kann sie nun nach §. 9. ohne Reduction abgekühlt werden, aber nicht weiter, als bis zu der Temperatur t, bei welcher sie nun das Maximum der Dichtigkeit d hat, und zugleich das Maximum der Expansivkraft e erhält. Bei dieser Abkühlung, von T auf t vermindert sich aber die Expansivkraft x, die sie bei Nr. 1. erhalten hatte, in dem Verhältniß der Temperaturen nach dem Luft-Thermometer. Wir haben also nun die zweite Proportion

$$T : t = x : e$$

3. Setzt man beide Proportionen zusammen, so erhält man

$$DT : dt = E : e; \text{ oder}$$

$$D : d = \frac{E}{T} : \frac{e}{t}.$$

Es ist also klar, daß die Verhältnisse der größten Dichtigkeiten gefunden werden können, wenn die Verhältnisse der Temperatur (T, t) und der dazu gehörigen größten Expansivkräfte (E, e) gegeben sind.

§. 15. Um nun die Dichtigkeiten zu vergleichen, kann man entweder für eine gewisse Temperatur T das Maximum der Dichtigkeit $D = 1$ setzen; oder man kann den absoluten Werth von D für eine einzige Temperatur durch unmittelbare Versuche bestimmen. Es scheint aber am zweckmäßigsten, von der größten Dichtigkeit des Dunstes bei der Siedhitze auszugehen, also $T = 110$, und $E = 30$ zu setzen. Was aber D betrifft, so kann

man, wenn es bloß um Verhältnisse zu thun ist, D = 1 setzen. Dann ergiebt sich aus der letzten Proportion des vorigen §.

$$d = \frac{Te}{Et} D = \frac{11}{3} \cdot \frac{e}{t};$$

nach welcher Formel die Spalte D der Tabelle (§. 3.) berechnet ist.

Will man für D die wirkliche Dichtigkeit des Dunstes bei der Siedhitze setzen, so läßt sie sich auf folgende Art berechnen. Nach XXXII. 6. wiegt ein Preuß. Cub. Fuß Luft bei 0° Temperatur, und 28 Zoll Barometerstand, 2,74671 Preuß. Loth. Nach XXX. 2. dehnt sich aber die Luft von 0° bis 80°, bei gleichbleibendem Drucke, im Verhältniß 8 : 11 aus; also wiegt 1 Cub. Fuß Luft bei 80° Wärme, und 28 Zoll Druck 1,99761 Preuß. Loth. Durch eine sehr sorgfältige Experimental-Untersuchung hat Gay-Lussac bestimmt, daß sich bei gleicher Temperatur und Druck, die Dichtigkeit der Luft und des Wasserdunstes, wie 16 : 10 verhalte. Hiedurch findet man das Gewicht von 1 Preuß. Cub. Fuß Wasserdunst bei 80° Wärme, und 28 Zoll Druck = 1,2485 Preuß. Loth.

Die Spalte E der Tabelle §. 5. ist dadurch entstanden, daß die Zahlen der Spalte D mit dieser Zahl multiplicirt worden.

Genauere Nachricht von Gay-Lussac's hieher gehörigen Versuchen giebt Biot in seinem Essai de Physique exp. et math. T. I. p. 295. ff. Wir bemerken daraus noch folgendes. Eine Gramme Wasser dehnt sich in der Siedhitze durch das Verdunsten in einen 1698 mal so großen Raum aus, und erlangt dadurch das Volumen von 1,6964 Litres (Litre, ein Würfel, dessen Kante 0,1 Mètre lang ist). Reducirt man dieses auf Preuß. Maaß und Gewicht, so erhält man dasselbe Resultat als im §.

Es kann befremdlich scheinen, daß die Dichtigkeit von Luft und Wasserdunst sich beständig wie 16 : 10 verhalten soll; aber man muß die Bedingung nicht übersehen, bei gleicher Wärme und Druck. Unter dieser Voraussetzung ist es eine nothwendige Folge des Mariottischen Gesetzes. Denn wenn man Luft und Wasserdunst von 80° gleich stark erhitzte, so dehnen sie sich in gleichem Verhältniß (bei gleichbleibendem Druck) aus, also bleibt das Verhältniß ihrer Dichtigkeiten ungeändert. Erhitzt man sie nicht, sondern vrrmindert den Druck (z. B. bis 3,5 Zoll, welches das Maximum bei 40° ist), so bleibt wieder das Verhältniß der Dichtigkeiten dasselbe. Erkältet man sie in diesem verdünnten Zustande, so weit als es ohne Reduction angeht, so geschehen die Veränderungen beider immer in demselben Verhältniß, also bleibt auch jetzt das Verhältniß der Dichtigkeiten ungeändert. Mit einem Worte: so lange nur keine Reduction geschieht, wirken alle ausführbare Veränderungen des Drucks und der Temperatur immer in demselben Verhältniß auf beide, so daß also das Verhältniß ihrer Dichtigkeiten keine Veränderung leidet.

Noch bemerke man, daß sich die specifischen Expansivkräfte (XXXII. 9.) der Luft und des Dunstes umgekehrt wie die Dichtigkeiten, also wie 10 : 16 verhalten, wodurch die große Gewalt des Dunstes in den Dampfmaschinen, Äolipilen ꝛc. begreiflich wird.

§. 16. Aus allem bisher vorgetragenen geht hervor, daß der luftförmige und dunstförmige Zustand vollkommen unter denselben Gesetzen der Aerostatik stehen. Der ganze Unterschied besteht darin, daß der Dunst bei jeder Temperatur eine bestimmte Gränze der Verdichtung hat, welche zugleich die Gränze zwischen dem ausdehnsamen und tropfbaren Zustande ist. Je niedriger aber die Temperatur ist, desto geringerer Druck ist erfoderlich, den Dunst in die für diese Temperatur größte Dichtigkeit zu bringen.

Es ist daher gar wohl denkbar, daß der luftförmige und dunstförmige Zustand gar nicht wesentlich verschieden wären.

Denn es könnte wohl für jede Luftart, z. B. für die atmosphärische Luft, bei den Temperaturen, in welchen wir experimentiren können, ein Druck von solcher Größe zur Reduction erfoderlich sein, wie wir ihn nicht leicht hervorbringen können. Auch ist schon öfter der Fall vorgekommen, daß ausdehnsame Flüssigkeiten, die man anfänglich für beharrliche Luftarten hielt, sich späterhin als Dünste darstellten, indem sie durch Kälte oder Druck in den tropfbaren Zustand versetzt werden konnten.

Vierunddreißigstes Capitel.

Von der Hygrometrie.

Über den Wassergehalt der atmosphärischen Luft.

§. 1. Da der Luftkreis überall in Berührung mit Wasser und wasserhaltigen Körpern ist, die Verdunstung aber bei keiner Temperatur aufhört, so muß jederzeit in der Luft Wasserdunst enthalten sein, selbst dann, wenn die Luft unserm Gefühl völlig trocken erscheint. Da aber Druck und Temperatur beständig wechseln, auch der Luftkreis in stäter Bewegung ist, so muß auch der Wassergehalt der Luft sich unaufhörlich verändern.

Meistens wird der Dunst unter seinem Maximum sein, d. h. die Luft wird nicht so viel Dunst enthalten, als bei der vorhandenen Temperatur bestehen kann. Aber zu anderer Zeit kann der Dunst nicht nur sein Maximum erreichen, sondern sogar noch übersteigen; nur wird im letztern Fall ein Theil desselben sich ausscheiden, und als Dampfbläschen unsichtbar oder sichtbar in der Luft schweben, ein Zustand, wobei unserm Gefühl die Luft allezeit feucht erscheinen wird.

§. 2. Eine solche Sättigung und Übersättigung kann auf mannigfaltige Art entstehen.

1. Bei anhaltender Wärme und Windstille schreitet die Verdunstung ununterbrochen fort, und die untere Luftschicht kann sich bis zur Sättigung mit Dunst füllen; wobei die Luft vollkommen durchsichtig, und selbst für das Gefühl vollkommen trocken bleiben kann. Bei immer fortdauernder Verdunstung kann dann Übersättigung entstehen, also sich Dampf bilden, der nach Verschiedenheit seiner Menge unsichtbar oder sichtbar sein kann, aber auf unserer Haut immer das Gefühl von Feuchtigkeit hervorbringt.

2. Ein Wind, der von einer wasserreichen und warmen Gegend her nach einer kälteren hin wehet, kann so viel Dunst mitbringen, daß die Luft gesättigt, oder übersättigt wird.

3. Durch schnelle Erniedrigung der Temperatur kann die Luft, die vorher unter dem Maximum war, bis zum Maximum, ja über dasselbe gebracht werden, auch wenn sich die absolute Menge des Dunstes nicht vermehrt.

Der Anblick der Tabelle (XXXIII. 5.) kann dieses anschaulich machen. Man nehme an, es sei in 1 Cub. Fuß Luft nur 0,0346 Loth Dunst enthalten, melches das Maximun bei 16° Wärme ist; die Temperatur aber sei 24°, wo der Cub. Fuß 0,0624 Loth enthalten könnte, so ist die Luft weit unter dem Maximum des Dunstgehaltes. Nun kühle sich aber die Luft bis 16° ab, so ist der Dunst in seinem Maximum, und kühlte sich die Luft noch weiter bis 12° oder 8° ab, so würde sie das Maximum übersteigen, uud weit mehr Wasser enthalten, als sie bei diesen niedrigen Temperaturen dunstförmig enthalten kann, so daß sich ein Theil als Dampf oder Nebel würde ausscheiden müssen.

4. Eben das kann durch eine schnelle Vermehrung des Drucks bewirkt werden. Denn wäre die untere Luft schon beinahe mit Wasser gesättigt und die Masse der über uns befindlichen Luft vermehrte sich schnell,

welches man am Steigen des Barometers bemerken wird, so wird die untere Luft, und mit ihr der darin enthaltene Dunst dichter, und er kann hiedurch nicht nur bis zum Maximum, sondern selbst über dasselbe gebracht werden.

Es ist kaum glaublich, daß sich noch eine andere Art nachweisen lasse, wie die Luft mit Wasser übersättigt werden könnte. Auch scheint es, daß die hier erörterten Arten völlig hinreichend sind, die Entstehung aller Arten von wäßrigen Erscheinungen im Luftkreise (Nebel, Wolken, Regen, Schnee, Thau, Reif ꝛc.) zu erklären. Aber die weitere Ausführung hievon gehört nicht in die mechanische Naturlehre, sondern in die physicalische Erdbeschreibung.

Hygroskope und Hygrometer.

§. 3. Die Kenntniß des Wassergehaltes der Luft ist offenbar ein Gegenstand von großer Wichtigkeit für die Witterungslehre (Meteorologie); daher haben schon längst die Naturforscher auf Mittel gedacht, diesen Wassergehalt zu erforschen. Man hat zu diesem Zweck vielerlei Instrumente erdacht, die man Hygroskope (Feuchtigkeits-Zeiger), oder Hygrometer (Feuchtigkeits-Messer) nennt. Die älteren Werkzeuge von dieser Art sind nichts als sehr mangelhafte Hygroskope, deren Andenken bloß die Geschichte der Wissenschaft aufbewahren muß. Lambert war der erste der dem Instrument eine wissenschaftliche Einrichtung zu geben versuchte, doch ist auch sein Hygroskop jetzt unbrauchbar. Saussure und De Luc gaben zuerst dem Instrument bestimmte Grade, und da bisher alle Beobachtungen nach einem oder dem andern gemacht sind, so darf der Physiker mit diesen Hygrometern nicht unbekannt sein. Das vollkommenste Instrument dieser Art ist aber das Daniell-

sche, welches auf der neuen Theorie der Verdunstung beruhet. Wir müssen daher zuerst diejenigen Ansichten erörtern, worauf alle Naturforscher vor der neuen Epoche der Theorie alle hygroscopischen Versuche gründeten.

§. 4. Es giebt ohne Zweifel keinen Körper, der nicht einige Verwandschaft zum Wasser hätte. Solche Körper aber, die das Wasser besonders stark anziehen, nennt man hygroscopische, oder hygrometrische. Hiezu gehören besonders die trocknen Stoffe, die aus der organischen Natur abstammen, fast ohne Ausnahme: namentlich trockenes Holz, trockne Pflanzenfaser, Grannen der Gräser, Papier, getrocknete Haut, Leder, Pergament, Seide, Darmsaiten, Knochen, Fischbein, Haare u. s. w. Auch viele anorganische Stoffe sind hygroskopisch: z. B. Thonschiefer, viele geglühte Salze, besonders Pottasche und salzsaure Kalkerde, auch viele tropfbare Flüssigkeiten, als Weingeist, concentrirte Schwefelsäure und die meisten andern Säuren, u. s. f. Selbst Glas, und die meisten Steinarten muß man hieher rechnen, wenn gleich an dem erstern das Wasser nur äußerlich adhärirt, nicht in sein Inneres eindringt.

Befinden sich nun dergleichen Körper in Berührung mit dunsthaltiger Luft, so ist klar, daß sie nach Verschiedenheit der Umstände entweder Wasser aus der Luft anziehen, oder von dem ihrigen an die Luft abtreten werden. Ist ein Punkt eingetreten, wo sie weder Wasser nehmen, noch geben, so sagt man, das hygrometrische Gleichgewicht sei eingetreten.

§. 5. Viele hygroskopische Körper erleiden sichtbare und meßbare Veränderungen durch das Wasser, welches sie aufnehmen. Wir bemerken hier bloß folgendes.

Holz, Fischbein und Knochen dehnen sich durch Feuchtigkeit nur wenig in die Länge (d. i. in der Richtung ihrer Fasern) aus, desto merklicher aber in die Breite. Getrocknete Haut, Papier, Pergament, Horn ꝛc. dehnen sich in allen Richtungen aus. Gedrehte Darmsaiten schwellen, drehen sich dadurch auf, und verlängern sich ein wenig. Haare verlängern sich, Grannen winden sich auf u. s. f. Viele hygroskopische Körper, besonders Glas, beschlagen sichtbar mit Wasser. Hygroskopische Salze oder Flüssigkeiten nehmen an Gewicht zu und ab, so wie sie Wasser annehmen oder absetzen, u. dgl. m.

§. 6. Auf diesen Erscheinungen, welche hygroskopische Körper darbieten, beruhten bisher alle hygroskopischen Werkzeuge, von welchen nur das Saussüresche und De Lücsche eine nähere Erörterung verdienen.

Bei dem Saussüreschen ist der hygroskopische Körper ein Menschenhaar von 6 bis 8 Zoll Länge, das durch Sieden in einer dünnen Pottaschen-Auflösung seines Fettes beraubt worden. In einem länglichen viereckigen Rahmen von Metall ist das Haar an einer der schmalen Seiten befestigt, und läuft parallel mit den längern Seiten, bis zu einer Welle nahe am andern Ende, die einen Zeiger trägt, welcher über einem eingetheilten Bogen spielt. Das Haar ist an der Welle befestigt. Zugleich ist aber auch an dieser Welle ein kleines Gegengewicht in entgegengesetzter Richtung befestigt, wodurch das Haar in Spannung erhalten wird. Verkürzt sich das Haar, so geht der Zeiger aufwärts, verlängert es sich, abwärts. Der Punkt der größten Trockenheit wird bestimmt in einem erhitzten und mit geglühter Pottasche gefüllten und gesperrten Raume. Der

Punkt der größten Feuchtigkeit unter einer inwendig befeuchteten und mit Wasser gesperrten Glocke. Der Raum, welchen der Zeiger zwischen diesen beiden Punkten durchläuft, wird in 100 Grade getheilt. Eine genauere Beschreibung sehe man in Saussüre's Hygrometrie.

Bei dem De Lüc'schen ist der hygroskopische Körper ein Faden von Fischbein von 3 bis 4 Zoll Länge, der aus einem breiten Stück Fischbein, nicht nach der Länge, sondern nach der Breite ausgeschnitten ist. Das untere Ende dieses Fadens ist am Gestell, das obere an der Zeiger-Welle befestigt, die in entgegengesetzter Richtung durch eine kleine aus Claviersaite schraubenförmig gewundene Feder in Spannung erhalten wird. Verkürzt oder verlängert sich der Faden, so dreht er den Zeiger nach der linken oder rechten Seite. Der Punkt der größten Trockenheit wird auf ähnliche Art, als am Saussüre'schen, der Punkt der größten Feuchtigkeit aber durch Einsenken in destillirtes Wasser bestimmt. Der Raum zwischen beiden Punkten wird gleichfalls in 100 Theile getheilt. Eine genauere Beschreibung sehe man in De Lüc's Ideen zur Meteorologie.

Diese beiden Hygroscope haben vor allen älteren den Vorzug, daß ihre Anzeigen bestimmter sind, und daß die Instrumente einer Art, sorgfältig bereitet, ziemlich mit einander übereinstimmen. Aber in den mittleren Graden weichen beide sehr weit von einander ab, woraus schon folgt, daß keins von beiden den wahren Gang der Feuchtigkeit anzeigt.

Das De Lüc'sche scheint einigen Vorzug vor dem Saussüre'schen zu haben; 1) wegen bequemerer äußeren Einrichtung, 2) wegen größerer Bestimmtheit des Punktes der größten Feuchtigkeit, und 3) weil es einen gleichförmigeren Gang mit der Feuchtigkeit zu haben scheint.

Aus Gehlers W. B. V. S. 505. fügen wir folgende Vergleichungs-Tabelle hinzu, in welcher 0 die absolute Trokkenheit, 100 die größte Feuchtigkeit bezeichnet.

De Luc.	Saussüre.	De Luc.	Saussüre.
0	0,0	50	85,4
5	12,0	55	88,4
10	29,9	60	90,8
15	39,9	65	92,8
20	50,8	70	95,1
25	58,8	75	97,1
30	65,3	80	98,1
35	70,8	85	99,1
40	76,1	90	99,6
45	81,4	95	100,0
50	85,4	100	99,5

Die letzte Zahl bei Saussure (99,5) ist der Grad, den es in Wasser eingetaucht zeigt.

Wie beide Erfinder versucht haben, aus den Anzeigen ihrer Hygrometer den wahren Wassergehalt der Luft zu bestimmen, muß in ihren eigenen oben angeführten Schriften nachgesehen werden.

§. 7. Was zeigt aber eigentlich ein solches Hygroskop unmittelbar? Die Verlängerung des Fadens zeigt, daß er aus der Luft Wasser aufnehme, die Verkürzung, daß er Wasser abtrete, der Stillstand, daß er im hygrometrischen Gleichgewicht stehe. Die Stellung des Zeigers auf dem Gradbogen hängt also eigentlich von der Menge des Wassers ab, welches der Faden enthält; aber diese ist gar nicht der Menge des Wassers proportional, welches die umgebende Luft enthält, sonst müßten beide Hygroscope einen übereinstimmenden Gang haben. Hiezu kommt noch, daß die Länge des hygroskopischen Körpers nicht bloß durch Feuchtigkeit, sondern auch durch die Wärme verändert wird. Hieraus ist aber klar, daß man nicht im Stande ist, aus den Anzeigen derselben den Wassergehalt der Luft mit

Sicherheit zu bestimmen. Indessen sind doch bisher beide von den Naturforschern, in Ermangelung besserer Werkzeuge häufig gebraucht worden, und wenn daraus der Dunstgehalt der Luft bestimmt werden sollte, so mußte zugleich Barometer und Thermometer beobachtet werden.

Aber diese sowohl, als alle übrigen bisher erfundenen Hygroskope haben noch einen Fehler, den man bisher nicht genug beachtet zu haben scheint, daß nämlich der hygroskopische Körper bei allen von organischem Ursprunge ist. Denn es ist ein ganz allgemeines Gesetz in der organischen Natur, daß jeder von dem lebenden organischen Körper getrennte Theil nach und nach durch Luft, Wärme und Feuchtigkeit in seiner Mischung und ganzen Beschaffenheit, und daher auch in seinen hygroscopischen Eigenschaften, verändert wird; weswegen jedes noch so sorgfältig bereitete Instrument nach einiger Zeit seinen Gang verändert, und unbrauchbar wird, ehe man es bemerkt.

§. 8. Ein chemisches Mittel, den Wassergehalt einer Luftmasse zu untersuchen, bieten die austrocknenden Salze dar. Bringt man nämlich eine genau bekannte Menge der zu untersuchenden Luft in Berührung mit einer hinlänglichen Menge scharf geglühter Pottasche oder salzsaurer Kalkerde, oder auch mit concentrirter Schwefelsäure, so ziehen dergleichen Stoffe nach und nach, wo nicht alles, doch den größten Theil des Wassers an sich. Untersucht man nun einerseits die Gewichtzunahme dieser Stoffe, andrerseits die Abnahme des Volumens der Luft, so läßt sich aus beiden ein Schluß auf den vorher vorhandenen Wassergehalt machen.

Zu hygrometrischen Beobachtungen ist dieses Verfahren meistens zu umständlich; aber sehr brauchbar ist es, wenn es bloß um eine Masse möglichst dunstfreier Luft zu thun ist.

§. 9. Dalton hat folgendes sehr sinnreiche Mittel zur Bestimmung des Wassergehaltes der Luft angegeben.

Er füllt ein etwas langes und dünnes Cylinderglas, worin ein Thermometer, mit Wasser oder einer andern Flüssigkeit, die nur viel kälter sein muß, als die Temperatur der zu untersuchenden Luft; daher in manchen Fällen wohl gar eine erkältende Mischung zu brauchen ist. Bringt man nun dieses Glas in die zu untersuchende Luft, und es beschlägt nicht, so ist dieses ein Zeichen, daß der Inhalt nicht kalt genug ist. Beschlägt es aber, so läßt man es stehen, und sich allmälig erwärmen, bis der Beschlag wieder verschwindet. Jetzt beobachtet man den Grad, welchen das im Glase befindliche Thermometer zeigt. Diesen vergleicht man mit der Dalton'schen Verdunstungs-Tabelle, und die dabei befindlichen Zahlen (XXXIII. 5. in den Spalten C, D, E) zeigen den Zustand des Dunstes in der Luft. Verschwände z. B. der Beschlag bei 8° Wärme, so wäre dieses ein Zeichen, daß der Dunst 0,375 Engl. Zoll Expansivkraft habe, daß seine Dichtigkeit in Vergleichung mit dem Dunst des kochenden Wassers 0,0166 sei, und daß ein Pr. Cubikfuß Luft ungefähr 0,0193 Pr. Loth Wasser enthalte.

§. 10. Dieses Verfahren beruht auf folgender Betrachtung.

Die zu untersuchende Luft habe eine Temperatur von 16° Wärme. In Ansehung des Dunstes, den sie enthält, sind folgende drei Fälle möglich: er befindet sich entweder im Zustande der größten Dichtigkeit, oder unter, oder über demselben.

1. Im ersten Fall wird jeder kältere hygroskopische Körper, welchen man in die Luft bringt, beschlagen:

denn die um denselben befindliche Luft kühlt sich ab, und in dieser kühleren Luft kann nun nicht aller vorhandene Dunst ausdehnsam bleiben (XXXIII. 8.). Ein Theil desselben kehrt also in den Zustand des Dampfes zurück, und legt sich als sichtbare Feuchtigkeit an das Glas. Dieser Beschlag kann auch nicht eher anfangen zu verschwinden, als bis der Inhalt des Glases eben so warm geworden ist, als die umgebende Luft. Die Verdunstungs-Tabelle wird also nun den Dunstgehalt unmittelbar angeben.

2. Wäre die Luft übersättigt, d. h. enthielte sie außer dem Dunste auch noch Dampf, so erkennt man dieses daran, daß der Beschlag nicht verschwindet, wenn gleich das Gleichgewicht der Temperatur eingetreten ist.

3. Der Dunst sei endlich beträchtlich unter seinem Maximum. Die Temperatur sei z. B. 16°, die Luft enthalte aber nur so viel Wasser, als das Maximum bei 8° beträgt. Unter diesen Voraussetzungen wird ein Körper, der kälter als 16°, aber wärmer als 8° ist, in dieser Luft gar nicht beschlagen, in welchem Falle man für einen kälteren Inhalt des Glases sorgen müßte. Wäre aber der Inhalt des Glases unter 8°, etwa 0°, so kann die das Glas umgebende Luft, sobald sie unter 8° erkältet ist, nicht mehr allen Dunst aufgelöst enthalten. Ein Theil desselben wird sich also an das Glas absetzen, und dieser Beschlag kann nicht eher verschwinden, als bis der Inhalt des Glases und die dasselbe umgebende Luft sich wieder bis zu 8° erwärmt haben. Die Tabelle wird also auch hier den Zustand des Dunstes richtig angeben.

Daniell's Hygrometer.

§. 11. Zu bequemerer Ausführung der Daltonschen Idee hat ein anderer englischer Naturforscher Daniell ein eigenes sehr zweckmäßig eingerichtetes Instrument erdacht, welches in höherem Grade, als alle früher erfundenen, den Namen eines Hygrometers verdient, weil sein Bau und Gebrauch auf sichern und deutlich erkannten Gesetzen beruht.

Der Haupttheil ist eine Glasröhre ABCD Fig. 75, welche bei B und C zweimal rechtwinklig gebogen, und an beiden Enden A und D mit Kugeln versehen ist. Sie ist auf einem hölzernen Gestelle EFG befestigt.

In dem längeren Schenkel AB muß der Künstler ein kleines Thermometer nm so befestigen, daß die Kugel desselben n ziemlich genau in der Mitte der Kugel A steht. Äußerlich umzieht man die Kugel A in der Mitte mit einem Gürtel von ächtem Schaumgold, ungefähr in horizontaler Lage. Dieser Gürtel kann etwa 0,3 bis 0,4 Zoll breit sein, wenn die Kugel etwa 1 Zoll Durchmesser hat; das Gold muß aber sehr sorgfältig, und bis zur möglichsten Spiegelung polirt sein, damit man den zartesten Dunstbeschlag daran wahrnehmen kann. Die Kugel D muß anfänglich unten bei D in eine feine und offene Spitze ausgezogen sein. Durch diese füllet der Künstler beinahe die ganze Kugel A mit Schwefel-Äther. Darauf erhitzt er diesen Äther, bis etwa durch die beschleunigte Verdunstung nur noch die Hälfte des Äthers in der Kugel A übrig ist, und die Thermometerkugel n sich ungefähr bis zur Hälfte in Äther eintaucht. Der Ätherdunst treibt während der Verdunstung alle Luft durch die Spitze bei D heraus, und wenn nun-

mehr die Öffnung bei D ohne Verzug zugeschmolzen wird, so ist das Innere des Instruments luftleer. An dem Gestelle EFG ist noch ein zweites kleines Thermometer hi befestigt, und die Kugel D überzieht man mit einem Stück Mousselin, welches über der Kugel zusammen gebunden wird.

Die Grade beider Thermometer müssen nicht zu klein sein, daher ist es nicht nöthig, daß die Scalen bis zu dem Siedpunkte des Wassers reichen. Sie können nach Fahrenheit von 0° bis 100°, nach De Luc von —15° bis +30° reichen. Welche Scale man wählen müsse, hängt davon ab, mit welcher Verdunstungs-Tabelle man das Instrument vergleichen will. Wählt man die Daltonsche (die man vollständig in Gilberts Ann. v. J. 1803. St. 9. S. 8. ff findet), so muß man die Fahrenheitsche Scale brauchen. Zieht man Schmidts Tabelle vor (Handb. der Naturlehre desselben 2te Aufl. Gießen 1813. S. 296.), oder auch Neumanns Tabelle (Lehrb. d. Phys. Th. II. S. 700. ff.) so muß man die 80theilige wählen.

§. 12. Der Gebrauch dieses Hygrometers ist folgender.

Gesetzt man wollte den Dunstgehalt der Luft in einem Zimmer untersuchen, wo das äußere Thermometer am Gestelle + 16° De Luc zeigte, so sieht man zuerst, ob sich vielleicht Äther in der Kugel D gesammelt habe. Eine Kleinigkeit schadet nichts; ist zu viel darin, so bringt man ihn in die Kugel A durch zweckmäßige Umkehrung des Instruments. Hierauf gießt man Äther auf den Mousselin der Kugel D, befördert auch wohl dessen Verdunstung durch Anfachen. Hiedurch entsteht Kälte im Innern des Instruments, und das Queckfilber in dem Thermometer mn der Röhre AB fällt. Setzt man das Aufgießen des Äthers fort, so kann man im Innern eine sehr hohe Kälte hervorbringen. Während

des Sinkens des Thermometers mn muß man aber seine Aufmerksamkeit ununterbrochen auf den die Kugel A umgebenden goldenen Gürtel richten, und in dem Augenblicke, wo sich die ersten Spuren eines Dampfbeschlages zeigen, bemerken, welchen Grad das Thermometer mn zeigt. Jetzt hält man mit Abkühlung der Kugel D inne, und fährt fort, den goldenen Gürtel und das Thermometer mn zu beobachten. Das letztere wird gewöhnlich noch weiter sinken, und der Dampfbeschlag zunehmen. Dann steigt das Thermometer wieder, und man beobachtet nun den Augenblick, wo der Dampfbeschlag wieder verschwindet. Ist alles mit der nöthigen Vorsicht gemacht, so wird der Dampf bei derselben Temperatur verschwinden, bei welcher er entstanden war. Sollte dieses nicht der Fall sein, so kann man den Versuch wiederholen, oder auch das Mittel beider Temperaturen nehmen. Wir wollen annehmen, daß man auf die eine oder die andere Art 8° De Luc gefunden habe, so ist so viel Dunst in der Luft, als bei 8° Wärme in derselben im Maximum bestehen kann, welches die Tabelle (XXXIII. 5.) zeigt.

Nach dem, was §. 8. und 9. über Daltons Verfahren gesagt worden, wird es nicht nöthig sein, über die Theorie dieses Versuches etwas weiter hinzuzusetzen. Aber ein Paar praktische Regeln mögen hier noch ihre Stelle finden.

Die ersten und letzten Spuren des Beschlagens zeigen sich allezeit genau da, wo im Innern die Oberfläche der Flüssigkeit steht. Auf diese Stelle hat man also sein Augenmerk zu richten.

Während der Beobachtung darf die Kugel A keinem bemerklichen Luftzuge ausgesetzt sein, wodurch der feine Beschlag leicht verwehet wird. Auch muß man sich hüten, daß nicht die Wärme des eigenen Körpers die Temperatur der Luft um die Kugel A erhöhe. Beiden Unbequemlich-

keiten kann man vorbeugen, wenn man die Kugel A mit dem Schenkel AB in den innern Raum eines geräumigen und recht durchsichtigen Glases bringt, wodurch sich die feinen Thermometergrade deutlich erkennen lassen.

§. 13. Vergleicht man eine solche Beobachtung mit der Verdunstungstabelle, so zeigt dieselbe, wie groß die Expansivkraft des in der Luft vorhandenen Dunstes ist, d. h. welchen Druck der Dunst auf das Queckſilber des Barometers ausübt. Vergleicht man dieses mit dem dermaligen Barometerstande, so ergiebt sich, welcher Theil desselben auf Rechnung der Luft, und welcher auf Rechnung des Wasserdunstes zu setzen sei.

Wenn das Hygrometer, wie in der Erläuterung des vorigen §. angenommen wurde, die Anzeige giebt, es sei so viel Dunst in der Luft, als bei einer Temperatur von 8 Graden im Maximum bestehen kann; so giebt die Tabelle (XXXIII. 5.) die Expansivkraft desselben = 0,375 engl. Zolle. Um es in franz. Zolle zu verwandeln, kann man den 16ten Theil abziehen, wodurch man 0,351 Par. Zoll = 4,212 Par. Linien enthält. Wäre nun der zeitige Barometerstand 338,6 Par. Linien, so würde man 4,2 Linien auf Rechnung des Dunstes, also 334,4 auf Rechnung der Luft setzen müssen.

Endlich fügen wir noch einige litterarische Nachweisungen bei.

Über die älteren hygroskopischen Vorrichtungen vergleiche man die phys. W. B. von Gehler und Fischer, desgleichen Krünitz ökon. Encyklopädie im Art. Hygrometer. Über Lamberts Hygrometer (den ersten mehr wissenschaftlich eingerichteten) die Mém. de l'Acad. de Prusse 1769. und 1772, und dessen Hygrometrie, a. d. Franz. übersetzt, Augsburg 1774, Fortsetzung 1775. Über De Luc's Untersuchungen sehe man seine Ideen zur Meteorologie, Th. I. Abth. 1. Cap. 2 und 3. Saussüre's Arbeiten findet man in dessen Versuch über die Hygrometrie, a. d. Franz. von Titius, Leipz. 1784. Dalton's Untersuchungen findet man in Gilberts Annalen, besonders im 15ten Band. Sehr gründliche Untersuchungen findet man endlich in Biot's Essai de Physique math. et exp. B. I. S. 335. ff. 532. ff. B. II. S. 199. Daniells Hygrometer; Gilbert, B. 65. S. 161. ff.

Fünfunddreißigstes Capitel.

über die Bewegungen der Luft, oder Anmerkungen über die Pneumatik.

§. 1. Bei der Untersuchung über die Bewegungen ausdehnsamer Flüssigkeiten kann der Naturforscher seine Aufmerksamkeit beinahe ausschließend auf die atmosphärische Luft einschränken. Denn bei andern Luftarten, die wir nur in kleinen Mengen erzeugen und in kleine Räume sperren können, dürfte selten der Fall vorkommen, daß die Gesetze ihrer Bewegung ein besonderes Interesse hätten. Dagegen sieht man leicht, daß die großen Bewegungen des Luftmeers, welches unsere Erde umgiebt, die beständigen, die periodischen, die veränderlichen Winde an sich, als große Naturbegebenheiten merkwürdig, und überdieß für die Verhältnisse des gesellschaftlichen Lebens auf mehr als eine Art wichtig sind, und daß es von unendlichem Nutzen sein würde, wenn es je dem menschlichen Geiste gelingen sollte, die Gesetze dieser Bewegungen so vollständig zu ergründen, daß man alle diese Bewegungen genau bestimmen, und vorhersehen könnte. Es giebt aber auch mancherlei künstliche Bewegungen der Luft, deren Kenntniß von Wichtigkeit ist. Es giebt eine Menge pneumatischer, oder pneumatisch-hydraulischer Maschinen, wo die Ausdehnsamkeit der Luft oder des Wasserdunstes entweder die einzige, oder eine mitwirkende bewegende Kraft ist. Auch gehört hieher der Luftzug, den man in Bergwerken, in Zimmern, in Schornsteinen bewirkt, um schädliche Luftarten abzuleiten, oder sich des lästigen Rauchs zu entledigen.

§. 2. Die Grund-Aufgabe der Pneumatik (so nennt man die Lehre von der Bewegung der Luft, von

dem griechischen *πνεῦμα*, Wind) ist im Wesentlichen der Hauptaufgabe der Hydraulik (XXVI. 3. und 4.) ganz analog.

So wie sich nämlich jeder Punkt einer tropfbaren Flüssigkeit durch die bloße Wirkung der Schwere in einer Spannung befindet, vermöge deren er mit einer gewissen Kraft nach allen Seiten getrieben wird, eben so befindet sich jeder Punkt einer ausdehnsamen Flüssigkeit in eben solcher Spannung, nur rührt diese nicht bloß von der Schwere, sondern auch von der Ausdehnsamkeit her, und kann daher in der kleinsten gesperrten Luftmasse eben so groß sein, als in der freien Luft.

Es entsteht nun die Frage, mit welcher Geschwindigkeit sich ein solcher Punkt in einer Richtung, wo er alle Freiheit, sich zu bewegen, fände, fortbewegen würde, wenn gar keine andere Kraft, als der vorhandene Druck, diese Bewegung bestimmte.

Dieser Fall würde statt finden, wenn Luft von beliebiger Beschaffenheit, Dichtigkeit und Expansivkraft sich in einem beliebigen Gefäß befände, und es würde in dem Boden, oder einer Seitenwand eine Öffnung gemacht, außerhalb deren sich aber ein völlig leerer Raum befände, in welchen die Luft ganz ungehindert ausströmen könnte. Welche Geschwindigkeit würde unter diesen Voraussetzungen ein in der Öffnung befindliches Lufttheilchen, vermöge des Drucks, den es leidet, erhalten?

§. 3. Stellt man die Frage auf diese Art, so hat ihre Beantwortung keine Schwierigkeit.

Man stelle sich also zuerst ein beliebiges Gefäß, etwa eine cylindrische Röhre, mit horizontalem Boden, mit Luft gefüllt, vor. Es macht keinen wesentlichen Unterschied, ob man sich oben das Gefäß geschlossen,

oder offen, hoch oder niedrig denkt. Jedenfalls wird die Luft am Boden einen bestimmten Grad von Dichtigkeit und Expansivkraft haben, und daher gegen den Boden des Gefäßes mit einer ganz bestimmten Kraft drücken.

Nun stelle man sich eine zweite, der ersteren ähnliche, und oben offene Röhre von beträchtlicher Höhe vor. Diese fülle man in Gedanken mit einer erdichteten tropfbaren Flüssigkeit, von derselben Dichtigkeit, als die Luft am Boden des ersten Gefäßes hat. Man fülle die Röhre bis zu solcher Höhe, daß diese Flüssigkeit auf jeden Punkt des Bodens, durch ihre Schwere, genau denselben Druck ausübt, als die Luft im ersten Gefäß.

Unter dem Boden beider Gefäße sei leerer Raum, und man mache in beiden zwei völlig gleiche Öffnungen, so ist gar kein Grund denkbar, warum die Geschwindigkeit, mit welcher die Flüssigkeiten in beiden Gefäßen, vermöge des Drucks, den sie ausüben, ausströmen werden, ungleich sein könnte, da die Theilchen der Flüssigkeiten, die sich in der Öffnung befinden, bei gleicher Dichtigkeit und Masse durch gleiche bewegende Kraft getrieben werden.

Nun ist aber nach XXVI. 4. die Geschwindigkeit im zweiten Gefäß so groß, als die Geschwindigkeit eines frei fallenden Körpers, der die Höhe der ganzen Flüssigkeitssäule zurückgelegt hätte. Eben so groß muß also auch die Geschwindigkeit im ersten Gefäß sein.

Anm. Es versteht sich, daß hier nur von der Geschwindigkeit im ersten Augenblick die Rede sein kann. Gleich bleibt diese Geschwindigkeit nur, sofern Dichtigkeit und Druck am Boden unverändert, und der darunter befindliche Raum als fortdauernd luftleer gedacht wird. Ändern sich aber Druck und Dichtigkeit, oder beides, so muß begreiflich auch eine Veränderung in der Geschwindigkeit entstehen.

§. 4. Es kommt also nur darauf an, die Höhe der Flüssigkeit im zweiten Gefäß zu bestimmen. Die Dichtigkeit der Luft im zweiten Gefäß, so wie am Boden des ersten, sei d; der Druck, den jeder Punkt an dem Boden beider Gefäße leidet, sei dem Druck einer Quecksilbersäule b gleich; das specifische Gewicht des Quecksilbers gegen Luft sei q, und die gesuchte Höhe x.

Da die Flüssigkeit im zweiten Gefäß die Höhe x haben muß, wenn sie mit der Barometerhöhe b im Gleichgewicht stehen soll, so müssen sich (nach XXII. 8.) die Höhen b und x umgekehrt, wie die specifischen Gewichte, also wie d und q, verhalten; also

$$d : q = b : x, \text{ und } x = \frac{q}{d} b.$$

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft aus dem ersten Gefäß ausströmt (so fern dieselbe lediglich vom Drucke abhängt), ist also der Geschwindigkeit eines frei fallenden Körpers gleich, welcher die Höhe $\frac{q}{d}$ b zurückgelegt hat. Aber diese Geschwindigkeit ist (nach XII. 4. Anm. N. 6. ff.), wenn der Weg s heißt, $c = \sqrt{4gs}$. Setzt man also für s den obigen Werth, so erhält man

$$c = \sqrt{\frac{4gbq}{d}},$$

wonach sich, wenn b, q und d gegeben sind, in jedem Fall die Geschwindigkeit c leicht berechnen läßt.

Anm. Da die Dichtigkeit der Luft d nach Verschiedenheit der Temperatur und des Barometerstandes, also besondres auch nach Verschiedenheit der Höhe sehr verschieden ist, so fällt auch c nach Verschiedenheit dieser Umstände verschieden aus. Daher müssen wir bei einem zur Erläuterung hinzuzufügenden Zahlenbeispiel auch eine bestimmte Angabe dieser Umstände zum Grunde legen.

Bei der Temperatur 0° und bei dem Barometerstand 28 Par. Zoll, ist nach Biot und Arago das Quecksilber 10463mal leichter als Luft (XXXII. 6.) d. h. der Quotient

$\frac{q}{d}$ ist = 10463. Ferner ist b = 28″ = $2\frac{1}{3}$ Par. Fuß. Folglich ist $\frac{q}{d}$ b = 24414 Par. Fuß, und die gesuchte Geschwindigkeit ist so groß als die eines frei fallenden Körpers, der einen Weg von 24414 Fuß zurückgelegt hätte. Setzt man nun g = $15\frac{3}{8}$, so erhält man

$$c = \sqrt{\frac{4gbq}{d}} = 1235{,}26 \text{ Par. Fuß.}$$

Da sich q mit der Temperatur wenig ändert, b und d aber (Druck und Dichtigkeit der Luft) nach dem Mariotteschen Gesetz proportional sind, doch aber durch die Wärme einige Veränderung leiden, so wird c nur dann eine starke Veränderung leiden, wenn man den Werth von c für große Höhen über der Erdfläche bestimmen wollte. In runder Zahl kann man also annehmen, daß diese Geschwindigkeit in den gewöhnlichen Fällen etwa 1200 Par. Fuß betrage.

§. 5. Befindet sich unter der Öffnung eines mit Luft gefüllten Gefäßes nicht leerer Raum, sondern selbst schon Luft, so wird gar kein Ausströmen erfolgen, wenn die äußere gleiche Expansivkraft mit der innern hat. Ist die Expansivkraft der äußern geringer, so wird die Luft ausströmen, und zwar desto schneller, je geringer die Kraft der äußeren Luft ist. Eine genaue Bestimmung einer solchen Geschwindigkeit ist schwierig. Hinge sie bloß ab von der Größe des Drucks, den ein in der Öffnung befindliches Lufttheilchen leidet, so wäre die Rechnung leicht. Denn hätte die innere Luft die Expansivkraft b, und die äußere β, so leidet ein Theilchen in der Öffnung den Druck b — β. und diesen Werth dürfte man nur statt b in der Formel des vorigen §. setzen, um die gesuchte Geschwindigkeit zu finden. Aber diese Rechnung kann nur zu einer ziemlich unsichern Schätzung dienen, denn es ist leicht einzusehen, daß die Geschwindigkeit nicht bloß von dem Druck b — β, sondern auch von der Wärme und Dichtigkeit, ja selbst von der chemischen Beschaffenheit der inneren und äuße-

ren Luft abhängig sei, lauter Umstände, deren Einfluß zu berechnen, uns noch feste wissenschaftliche Grundsätze fehlen. Selbst wenn sich leerer Raum außer der Öffnung befindet, so ist doch das Resultat der im vorigen §. entwickelten Formel nur als eine ungefähre Schätzung zu betrachten. Denn da wir in der Hydraulik (XXVI.) gesehen haben, welchen großen Einfluß auf die Geschwindigkeit des ausströmenden Wassers die Größe, die Gestalt, die materielle Beschaffenheit der Öffnung, und selbst die Gestalt des ganzen Gefäßes habe, so ist nicht zu zweifeln, daß alle diese Umstände auch auf das Ausströmen von Luft und Dünsten einen vermuthlich noch größeren Einfluß haben müssen.

Aus der großen Geschwindigkeit, mit welcher die Luft in leeren oder beinahe leeren Raum eindringt, erklären sich manche bekannte Erscheinungen.

Wenn man eine sehr dünne Glaskugel noch glühend zuschmelzt, so daß sie nur eine sehr verdünnte Luft enthält, und man läßt sie auf die Erde fallen, so zerspringt sie mit einem Knall, weil die äußere Luft mit einer Geschwindigkeit von mehreren hundert Fußen in den geöffneten Raum einstürzt.

Entzündet man eine mit Knall-Luft gefüllte Seifenblase, so entsteht im Augenblick nach der Entzündung ein beinahe leerer Raum, weil der entstandene glühende Wasserdunst sich mit einer ungeheuren Kraft ausbreitet. In diesen fast leeren Raum stürzt nun die äußere Luft. Daher der starke Knall. Ist sie bloß mit Hydrogen-Luft gefüllt, so geschieht die Entzündung nur an der Oberfläche, und daher nur allmälig. Deshalb dringt die äußere Luft auch nur allmälig in den innern Raum, und man hört daher keinen Knall.

Auf eben die Art entsteht der Knall eines Gewehrs oder Geschützes, weil in dem Augenblick der Entzündung des Pulvers die ausdehnsame Flüssigkeit, in welche sich ein großer Theil desselben verwandelt, im ersten Augenblick glühend, und dabei in einen äußerst kleinen Raum zusammen-

gepreßt ist. Die große Kraft, mit der sie sich nun augenblicklich ausdehnt, treibt aus dem Laufe des Gewehres nicht nur alle Luft hinaus, sondern sie selbst entweicht mit solcher Geschwindigkeit, daß in dem Laufe ein beinahe leerer Raum bleibt, in welchen die äußere Luft mit einer Geschwindigkeit von fast 1200 Fuß einstürzt. In einer Windbüchse entsteht die Entweichung der Luft nicht augenblickilch, und es entsteht im Laufe kein leerer Raum, daher auch nur ein matter Schall.

Wenn irgend ein Körper, z. B. eine Kanonenkugel, mit einer Geschwindigkeit, die beträchtlich größer als 1200 Fuß ist, durch die Luft fliegt, so muß hinter ihm ein luftleerer Raum entstehen, weil die Luft in den Raum, welchen eben der Körper verlassen hat, nur mit einer Geschwindigkeit von 1200 Fuß eindringt. Vor dem Körper hingegen muß sich die Luft verdichten, weil sie in der vor ihr liegenden Luft nicht so schnell ausweichen kann, als im leeren Raum. Auch wenn eine Kugel mit geringerer, doch großer Geschwindigkeit fliegt, so kann hinter ihr zwar nicht leerer Raum, aber doch eine desto mehr verdünnte Luft entstehen, je schneller sie sich bewegt. Auch muß vor ihr in jedem Falle die Luft sich verdichten. Eine Kanonenkugel treibt daher in jedem Fall eine beträchtliche Menge verdichteter Luft vor sich her; und daher erklärt es sich, warum eine solche Kugel oft, wenn sie, ohne zu berühren, nur nahe vorbeistreicht, Erstikkungen und andere Verletzungen hervorbringen kann.

Alles dieses findet ganz besonders auch seine Anwendung, auf die elektrische Feuerkugel, welche wir den Blitz nennen. Ihre Geschwindigkeit ist ohne Zweifel bei weitem größer als 1200 Fuß in der Secunde. Daher muß allezeit hinter ihr ein beträchtlicher leerer Raum, und vor ihr eine ungemein große Verdichtung der Luft entstehen, woraus sich manche bei Gewittern vorkommende Erscheinungen erklären lassen.

§. 6. Durch die große Compressibilität und Expansivkraft der Luft, wird die Theorie in der Pneumatik noch mehr erschwert, als in der Hydraulik. Denn obgleich auch bei tropfbaren Flüssigkeiten durch Kräfte, welche einzelne Theile in Bewegung setzen, Verdichtun-

gen und Verdünnungen hervorgebracht werden, so sind diese doch unsern Sinnen unmerklich, und ihre Wirklichkeit kann nur (wie in der Akustik) durch Schlüsse erkannt werden. Dagegen sieht man leicht ein, daß jede Bewegung eines einzelnen Theiles einer Luftmasse nothwendig sehr merkliche Verdichtungen und Verdünnungen hervorbringe, die unmittelbar nur Folge von vorhandenen Bewegungen sind, aber, indem sich das Gleichgewicht wieder herzustellen sucht, selbst wieder die Ursache von Bewegungen werden. Man kann sich schwerlich von irgend einer Art von Bewegungen im Luftkreise eine richtige Vorstellung machen, wenn man diesen Umstand außer Acht läßt.

So begreift man leicht, daß, wenn ein Wind, d. i. ein beharrlicher Luftstrom, auf Gebäude, Bäume, Felsenwände, Berge, kurz auf irgend einen festen Widerstand stößt, sich die Luft vor denselben nothwendig verdichten muß, und dieses um so stärker, je schneller der Luftstrom ist, und je weniger der Widerstand nachgiebt. Ja selbst wenn kein fester Widerstand vorhanden ist, so widersteht die Luft selbst, vermöge der Spannung, in welcher sie sich befindet, jedem andrängenden Luftstrom. Wenn man in eine lange Röhre, auf der einen Seite (etwa durch einen Blasebalg) Luft hineintreibt, so bemerkt man die Bewegung an der andern Öffnung erst nach einiger Zeit, und zwar um so später, je länger die Röhre ist, welches nothwendig eine Zusammenpressung der Luft im Innern voraussetzt. Ja wenn die Röhre mehrere hundert Fuß lang ist, so entsteht auf dem andern Ende oft gar kein bemerkbares Ausströmen, wofern am vordern Ende nicht die Luft mit sehr großer Kraft hineingetrieben wird. Auch im Freien muß jeder Luftstrom nothwendig die vor ihm liegende Luft verdichten, ehe er ihrer Masse seine ganze Bewegung mittheilen kann. Noch stärkere Zusammenpressungen müssen entstehen, wenn zwei Winde einander entgegen wehen, wodurch sehr gewaltsame Wirbelwinde entstehen können. Verdichtete Luft strebt aber

allezeit sich nach allen Seiten auszudehnen. Dadurch setzt sie der andringenden Luft einen Widerstand entgegen, der so stark werden kann, daß er die andringende Luft in der Nähe der Verdichtung zum Stillstande bringt, ja wohl gar rückwärts zu weichen nöthigt.

Daß alle dergleichen Bewegungen sehr schwer der Rechnung zu unterwerfen sind, ist leicht zu erachten; und man kann noch manches Problem aufstellen, welches die höhere Mechanik noch nicht ganz befriedigend auflöst.

§. 7. Tiefere Untersuchungen der Pneumatik müssen daher wegen der Schwierigkeit der Theorie der angewandten Mathematik, und besonders der höhern Mechanik vorbehalten bleiben. Um indessen die meisten natürlichen oder künstlichen Bewegungen im Luftkreise zwar nicht auf Maaß und Zahl zurück zu führen, aber doch über ihre Entstehung und Beschaffenheit zu deutlichen Begriffen zu gelangen, ist es hinreichend, sich an dem Grundsatz zu halten: daß jede Kraft, die in einer Luftmasse auf eine den Gesetzen des Gleichgewichts widrige Art wirkt, eine Bewegung hervorbringen müsse. Ein Grundsatz, dessen Richtigkeit aus dem bloßen Begriffe des Gleichgewichts klar ist.

Wir wollen daher noch kürzlich die vornehmsten Kräfte erörtern, durch welche unaufhörlich das Gleichgewicht der Luft gestört wird.

§. 8. Eine von den wirksamsten Ursachen der Bewegungen in der Luft ist die Wärme. Die Bewegungen, welche sie hervorbringt, entstehen, so mannigfaltig sie auch übrigens sind, doch alle auf eine ähnliche Art. Die Wärme vermehrt die Ausdehnsamkeit der Luft. Wird daher irgendwo im Luftkreise eine Luftmasse stärker erwärmt, als die übrige, von welcher sie auf allen

Seiten umgeben ist, so dehnt sie sich aus, und drängt die kältere Luft nach allen Seiten zurück. Hiedurch wird aber das Gleichgewicht aufgehoben, und die erwärmte leichtere Luft muß zwischen der kälteren schwereren, nach hydrostatischen Gesetzen, in die Höhe steigen; dagegen muß nun die kältere Luft unten von allen Seiten nach der Stelle hindrängen, wo die Wärme wirksam ist. Über der erwärmten Stelle häuft sich nun die Luft an, woraus nothwendig oberwärts ein Hinwegströmen der Luft nach allen Seiten entstehen muß. Die Wärme bringt also allezeit ein doppeltes Strömen der Luft hervor, unten ein Zuströmen, oben ein Abströmen von der erwärmten Stelle; was in umschlossenen Räumen nur durch die örtlichen Verhältnisse beschränkt und modificirt wird.

Die Kälte muß offenbar gerade auf die entgegengesetzte Art wirken, und unten ein Abströmen, oben ein Zuströmen zu der erkälteten Stelle hervorbringen.

§. 9. Aus dieser allgemeinen Theorie lassen sich, mit Rücksicht auf die besondern Umstände jedes gegebenen Falles, die durch Wärme und Kälte erregten Bewegungen leicht begreiflich machen.

Auf diese Art entstehen die meisten Winde durch Erwärmung oder Abkühlung einzelner Regionen des Luftkreises, besonders die beständigen, und periodischen Winde des heißen Erdstrichs. Und da die Wärme überall und immer in stätem Wechsel befangen ist, so begreift man leicht, daß die Luft nirgend und nie zu einem bleibenden Gleichgewicht gelangen kann.

Nach eben den Gesetzen entsteht der Luftzug in unsern Öfen und Kaminen; in der argandischen Lampe; in den Ventilatoren; in der geöffneten Thür eines war-

men Zimmers, wo man vermittelst einer Lichtflamme allezeit unten einen einwärts, und oben einen auswärts gehenden Luftstrom wahrnehmen kann. Nach eben den Gesetzen bewirkt man oft in Bergwerken durch Anlegung eines Schachts oder Stollens einen Luftzug, weil die Temperatur der Luft im Bergwerk von der Temperatur der äußern Luft merklich verschieden ist; wirkt diese Verschiedenheit nicht kräftig genug, so kann man oft den Zweck durch Anlegung eines Ofens erreichen.

§. 10. Da jede ausdehnsame Flüssigkeit einen eigenthümlichen Grad von specifischer Ausdehnsamkeit besitzt, so ist jede Veränderung in der chemischen Mischung einer Luftmasse, auf eine ganz ähnliche Art, als Wärme und Kälte, eine Quelle von Bewegungen. Jede Vermehrung der Ausdehnsamkeit an einer Stelle wirkt wie die Wärme, jede Verminderung wie die Kälte. Da in der atmosphärischen Luft unaufhörlich Mischungsveränderungen vorgehen, indem sie durch mancherlei organische und chemische Prozesse, von denen manche vielleicht noch ganz unbekannt sind, bald gewisse Bestandtheile an andere Körper abtritt, bald selbst wieder dergleichen von ihnen erhält; so liegt hierin eine nie versiegende Quelle von Bewegungen, die indessen größtentheils nicht heftig sein können, da die Mischungsveränderungen nur langsam erfolgen.

§. 11. Dergleichen Mischungsveränderungen bringen nicht bloß dadurch Bewegungen hervor, daß sie die Ausdehnsamkeit der Luft verändern, sondern auch dadurch, daß sie die Masse der Luft bald vermehren, bald vermindern. Wo sich die Masse der Luft vermehrt, da muß nothwendig eine nach allen Seiten gerichtete Abströmung, wo sie sich vermindert, eine Zu-

strömung entstehen. Die wirksamste Ursache dieser Art ist ohne Zweifel die Ausdünstung des Wassers. Man hat beobachtet, daß sie in den gemäßigten Ländern von Europa jährlich ungefähr 30 Zoll beträgt, und zwar in einem der kältesten Monate etwa ½ Zoll, in den wärmsten 4 bis 5 Zoll (m. s. Gehler und Fischer, Art. Ausdünstung). Man kann hieraus überschlagen, wie sehr die Masse der Luft über der ungeheuren Fläche des Weltmeers, besonders in den heißen Himmelsstrichen, ununterbrochen vermehrt werde, woraus im Ganzen bedeutende Bewegungen entspringen müssen. Aber viel stärkere Bewegungen müssen durch den entgegengesetzten Proceß, durch den Niederschlag des Wassers im Regen Schnee und Hagel entstehen; besonders bei heftigem Gewitterregen, wo oft in einer kurzen Zeit, und innerhalb eines beschränkten Raumes, der Luftkreis viel tausend Centner Masse verliert, wodurch offenbar ein Zuströmen der Luft von allen Seiten nach der witternden Stelle entstehen muß, welches dem aufmerksamen Beobachter eines Gewitters nicht unbemerkt bleiben kann.

§. 12. Auch die Bewegungen anderer Körper, besonders des Wassers, theilen sich der Luft mit. Man bemerkt bei ruhiger Luft über jedem etwas schnell fließenden Strom einen Luftzug in der Richtung des Stromes, der nur durch stärkere Winde oft unmerklich gemacht wird. Wer einen Begriff von den großen Strömungen des Weltmeers hat, wird leicht einsehen, daß auf diese Art bedeutende Bewegungen im Luftkreise entstehen können. In Bergwerken bedient man sich dieses Mittels auf eine eben so einfache als sinnreiche Art einen Luftwechsel zu bewirken. Hat man nämlich einen Stollen mit abfließendem Grubenwasser, so legt man,

in einer geringen Höhe über dem Wasser, einen Boden von Brettern; unter demselben strömt die Luft mit dem Wasser aus, und über demselben ein.

§. 13. Kleinere Bewegungen in der Luft zu erregen, hat man allerlei mechanische Mittel ersonnen. Dahin gehört: das gemeine Gebläse; das Cylindergebläse; die Verdünnungspumpe; die Verdichtungspumpe; u. dgl. m.; Vorrichtungen, die man, nach Verschiedenheit des Zweckes, nach sehr verschiedenem Maaßstab verfertigt. Auf Hüttenwerken braucht man die größeren Arten von Gebläse (wobei auch eine Verdichtungspumpe mit Vortheil gebraucht werden kann, m. s. Gilberts Annalen IX. 45. ff.). In Bergwerken bedient man sich selbst zuweilen des Blasebalges und der Verdünnungspumpe, um Luftwechsel zu erregen.

§. 14. So wie die Luft durch andere Körper in Bewegung gesetzt wird, so setzt sie selbst andere feste und tropfbare Körper in Bewegung.

Man weiß, daß ein Sturmwind Bäume und Häuser umzureißen vermag, und daß er die Wogen des Meeres zu einer furchtbaren Höhe aufthürmt.

Die Kunst benutzt diese bewegende Kraft der Luft, oder anderer ausdehnsamer Flüssigkeiten, auf sehr mannigfaltige Art. Der Druck eines mäßigen Windes setzt die Flügel einer Windmühle in Bewegung. Die Dampfmaschine hebt durch die Kraft des Wasserdunstes die größten Lasten, und kann, als ein Triebwerk, fast jede andere Art von Maschinerie in Bewegung zu setzen gebraucht werden. Bei hydraulischen Maschinen, welche stoßweise wirken, wie alle Pumpenkünste, und Mongolfier's sinnreicher Stoßheber (belier hydraulique. M. s. Pfaff's und Friedländer's franz. Annal. 1803. St. V.

S. 17. ff.) erhält man durch Verdichtung der Luft in einem Windkessel eine gleichförmigere Bewegung. In der Windbüchse ist es die zusammengepreßte Luft, im Feuergewehr die Ausdehnsamkeit der Luftarten, die sich bei Entzündung des Schießpulvers erzeugen, was die Wirkung hervorbringt. Kurz wir müßten alle pneumatische und pneumatisch-hydraulische Maschinen nennen, wenn wir eine vollständige Übersicht der unendlich mannigfaltigen Erfindungen, die bewegende Kraft ausdehnsamer Flüssigkeiten zu benutzen, geben wollten. Der Erfindungsgeist der Nachwlt wird hier noch reichlichen Stoff zu den wichtigsten Erfindungen finden.

§. 15. Da alle Bewegungen fester und tropfbarer Körper, die wir hervorbringen, in der Luft geschehen, so ist die Lehre vom Widerstande der Luft eine sehr wichtige, aber auch sehr schwierige Untersuchung. Die Grundgesetze, welche Newton hierüber aufgestellt hatte, sind dieselben, welche schon oben in der Hydraulik Cap. XXVI. §. 17. erwähnt worden, aber sie haben bei angestellten Versuchen nur eine annähernde Richtigkeit bei Geschwindigkeiten von mittlerer Stärke bewiesen. M. s. hierüber den Art. Widerstand der Mittel in den phys. Wörterbüchern.

Anm. Die Schlüsse, auf welchen Newtons Gesetze beruhen, scheinen in der That sehr bündig zu sein. Es wäre daher wohl denkbar, daß sie an sich richtig wären, so fern der Widerstand bloß vom mechanischen Druck und Zuge abhängt, daß aber nicht nur die specifische, also chemische, Verschiedenheit der widerstehenden Flüssigkeiten eine verschiedene Anziehung (chemische Affinität, nicht mechanische Attraction) gegen den bewegten Körper hervorbringen könnte, sondern daß diese Anziehung selbst bei verschiedener Geschwindigkeit eine verschiedene Wirkung hervorbringen dürfte. M. s.

eine Abhandlung über die Geschwindigkeit des Schalles in den Abh. der Berl. Academie vom Jahre 1817.

§. 16. Wegen der Unsicherheit dieser Theorie ist es auch nicht möglich die Gesetze des Falls in der Luft vollständig darzustellen. Was sich im Allgemeinen darüber bestimmen läßt, ist folgendes. Der Fall in der Luft kann eben so wenig, als der Fall in einer tropfbaren Flüssigkeit eine gleichförmig beschleunigte Bewegung sein, sondern die Beschleunigung muß mit jedem Augenblick abnehmen. Doch kann die Bewegung auch nicht wie in einer tropfbaren Flüssigkeit (XXVI. 16.) in eine gleichförmige übergehen, weil die Dichtigkeit der Luft, und folglich auch ihr Widerstand ununterbrochen zunimmt. Wäre daher die Luftsäule, durch welche ein Körper fällt, lang genug, so würde er anfänglich zwar mit zunehmender Geschwindigkeit, aber mit abnehmender Beschleunigung fallen; in einer gewissen Tiefe würde seine Beschleunigung Null werden, und seine Geschwindigkeit im Maximum sein; von da an würde, weil der Widerstand noch immer wächst, die Geschwindigkeit selbst abnehmen, bis endlich auch diese Null würde, und der Körper in der Luft schweben bliebe. Diese Folgerung kann nur paradox scheinen, so lange man keine deutliche Vorstellung von der Zunahme der Dichtigkeit der Luft hat.

Denn angenommen, es reichte eine Luftsäule tief in die Erde, und die Dichtigkeit nähme eben so nach geometrischer Reihe zu, als über der Erdfläche, so ist leicht zu berechnen, daß schon in einer Tiefe von 14 geographischen Meilen die Luft dichter als Gold sein würde. Denn da die Luft beinahe 800mal schwerer als Wasser,

dieses aber fast 20mal leichter als Gold ist, so ist Gold noch nicht 16000mal so schwer als Luft. Nimmt nun aufwärts die Dichtigkeit der Luft mit jeder geographischen Meile ungefähr um die Hälfte ab, so müßte sie unter den hier gemachten Voraussetzungen abwärts mit jeder Meile sich verdoppeln. Sie würde daher in einer Tiefe von 14 Meilen $2^{14} = 16384$mal schwerer als an der Erdfläche, also schwerer als Gold sein.

Anm. Wäre es auch möglich, zu einer so großen Tiefe in die Erde zu dringen, so würde doch die Dichtigkeit der Luft in derselben nach einem ganz andern Gesetz zunehmen, weil die Schwerkraft im Innern der Erde sich nach ganz andern in diesem Grundriß nicht erörterten Gesetzen mit der Tiefe verändert, als außerhalb der Erde mit der Höhe. Aber die Frage war nur, wie würde ein Körper in einem unbegränzten Luftraume fallen, wenn die Dichtigkeit der Luft abwärts ununterbrochen in geometrischer Reihe zunähme. Bestände unsere Erdkugel ganz aus bloßer Luft, deren Dichtigkeit nach dem oben gedachten Gesetze zunähme, so kann man fragen, wie groß ihre Dichtigkeit im Mittelpunkt sein würde. Nimmt man den Halbmesser der Erde zu 860 Meilen an, so würde ihre Dichtigkeit im Mittelpunkte durch 2^{860} ausgedrückt werden. Nun ist Log. 2 = 0,30103 und daher Log. 2^{860} = 860 Log. 2 = 24,6068; wozu eine Zahl gehört, die mit 25 Ziffern geschrieben würde, und deren 4 höhste Ziffern 4043 sein würden, d. h. die Luft im Mittelpunkt würde mehr als 4 Quatrillionenmal schwerer sein, als an der Oberfläche der Erdkugel. Doch ist diese Rechnung selbst unter Voraussetzung einer ganz aus Luft bestehenden Kugel nur eine unsichere Schätzung. Denn in einer solchen Kugel würde die Schwere in verschiedenen Entfernungen vom Mittelpunkte, nach einem nicht leicht zu bestimmenden Gesetz, abnehmen, da das Mariotte'sche Gesetz und die darauf beruhende geometrische Abnahme der Dichtigkeit, eine Gleichheit der Schwerkraft in allen Punkten der Luftsäule voraussetzen.

Wer sich so vollständig als möglich von der Pneumatik unterrichten will, muß die tiefsten Tiefen der höhern Mechanik nicht scheuen, und die Belehrung darüber aus den Schriften der größten Mathematiker, Newton, L. Euler, la Grange, la Place ꝛc. schöpfen. Wer genügsamer ist, findet auch manches schätzbare in den mathematischen Lehrbüchern von Karsten, Kästner und andern.

Bayerische Staatsbibliothek München

Fig.

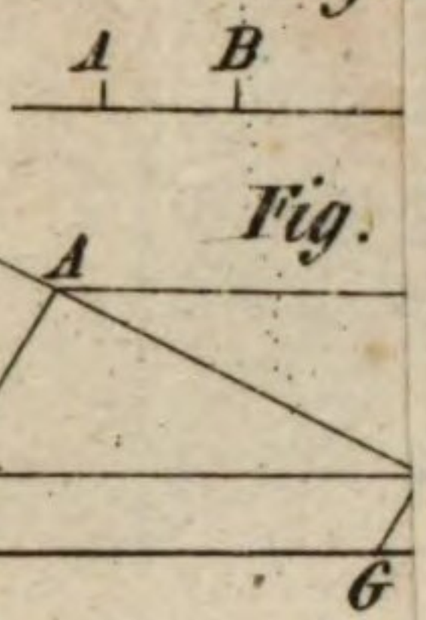
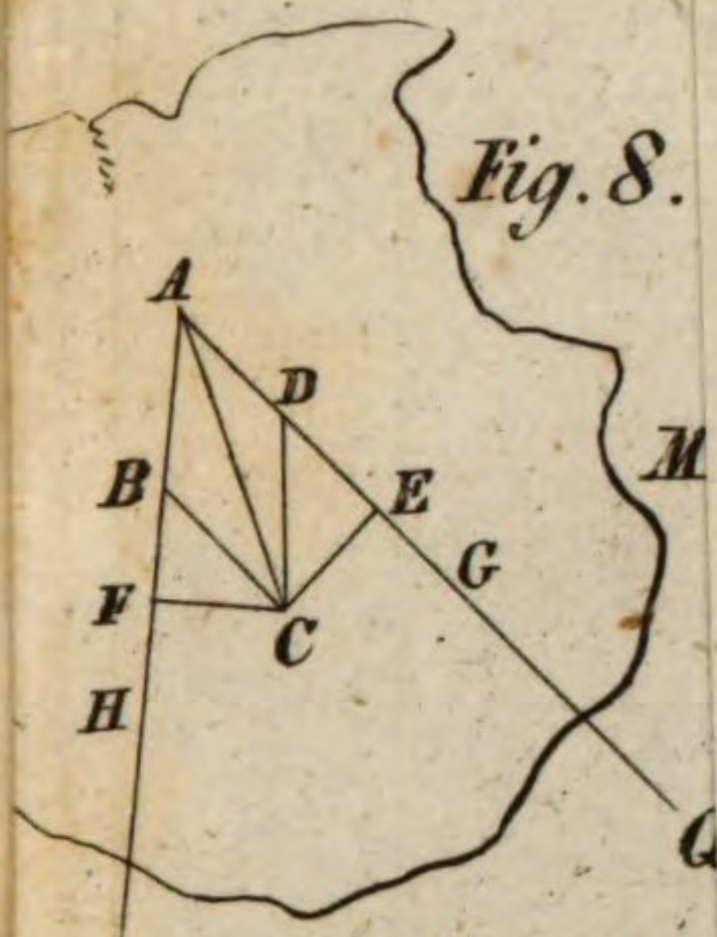
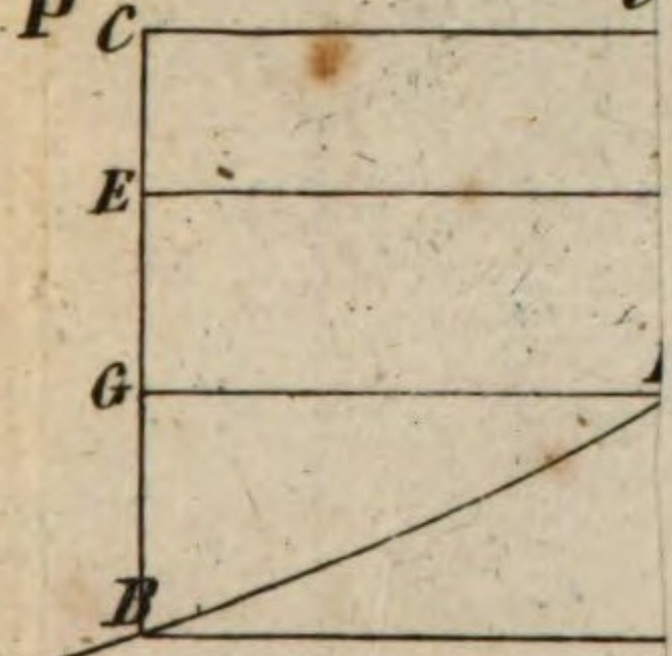


Fig.

Fig. 8.



Fig



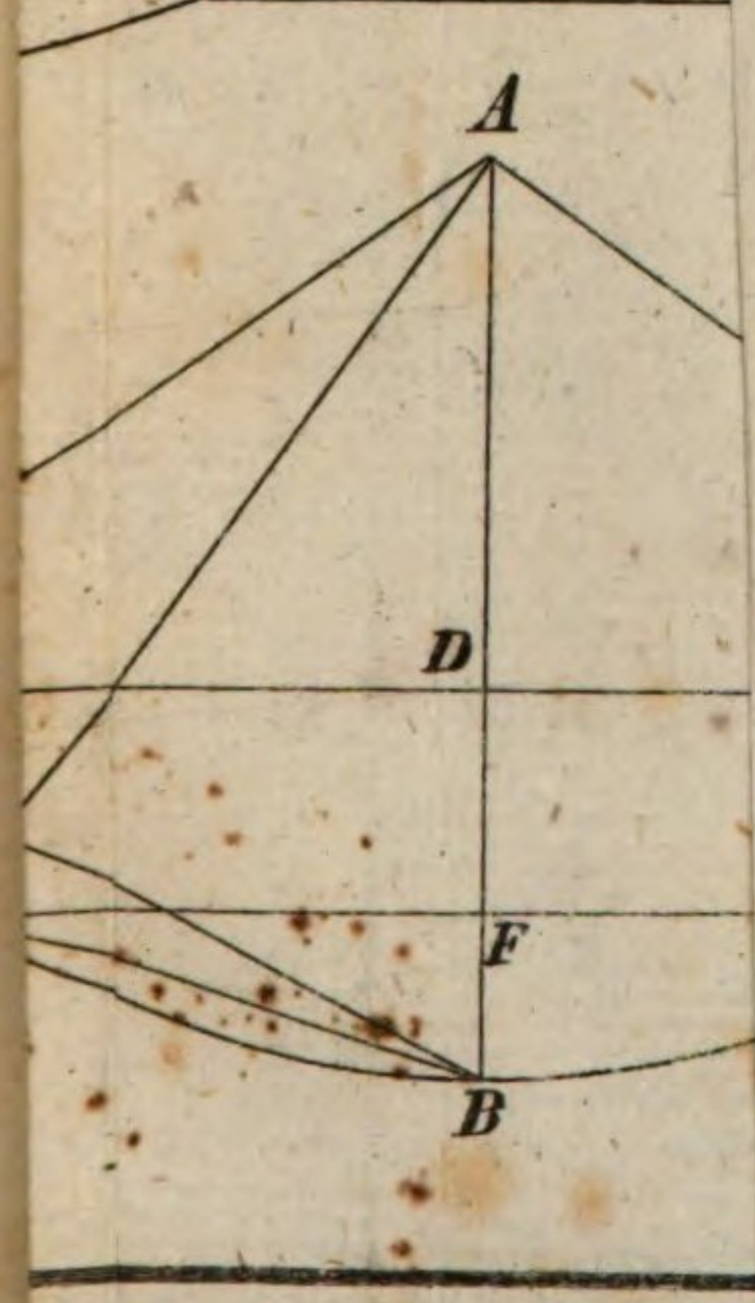
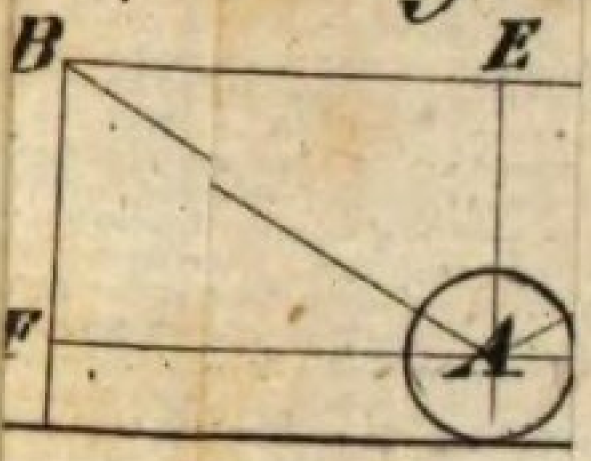


Fig.2



F.33.

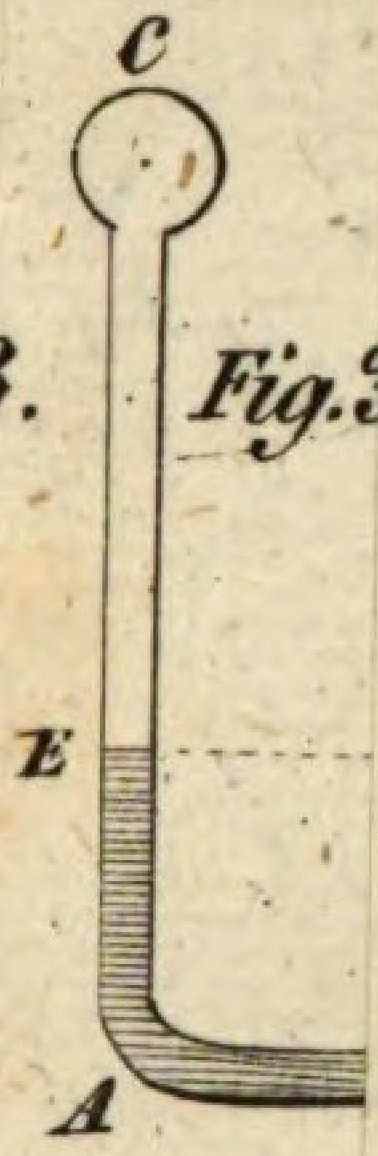


Fig.3

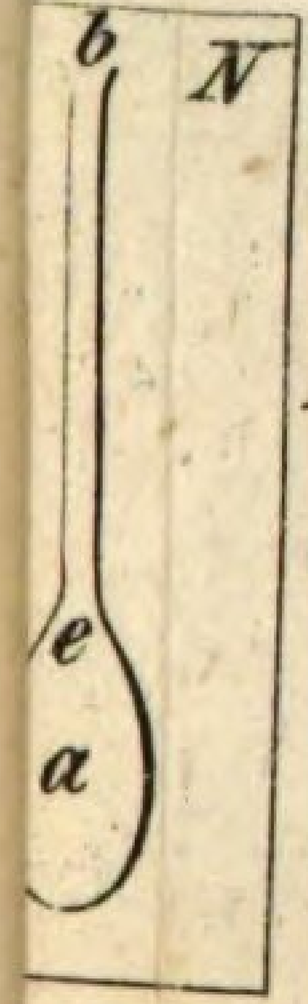
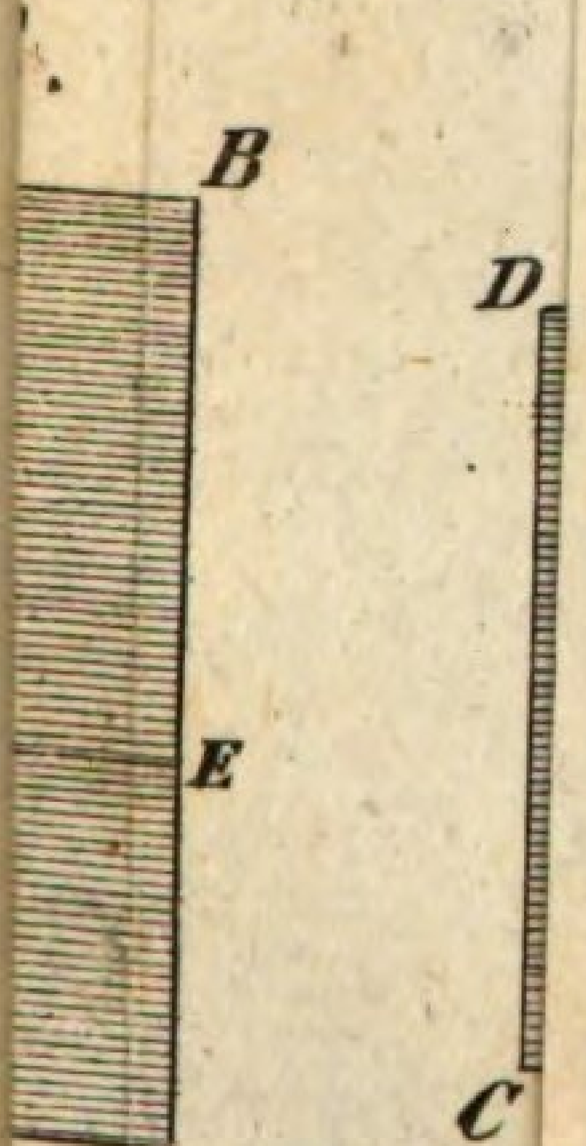
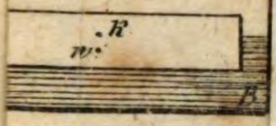


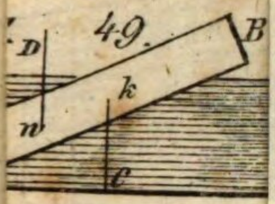
Fig.36



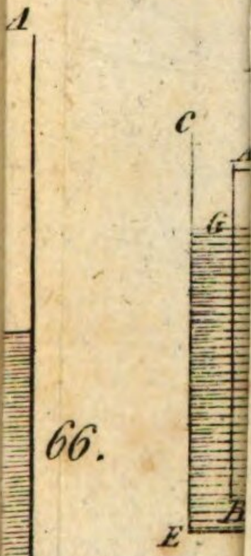
F. 48.



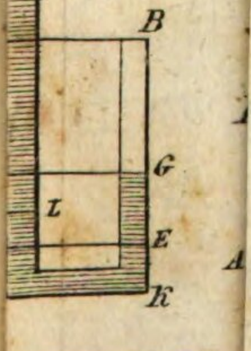
49.



F. 59.



66.



Handbuchbinderei
H. B. Schiedeck 196

BSB Bayerische StaatsBibliothek
MDZ Münchener DigitalisierungsZentrum Digitale Bibliothek

Fischer, Ernst Gottfried, 1754-1831 / Fischer, Ernst Gottfried, / August, Ernst F.

Ernst Gottfried Fischer's Lehrbuch der mechanischen Naturlehre

Bd.: 1. Lehre von den Körpern im Allgemeinen, von den festen Körpern, von der Wärme, von den tropfbaren u

Berlin [u.a.] 1827

Phys.g. 628 a-1
urn:nbn:de:bvb:12-bsb10132409-2